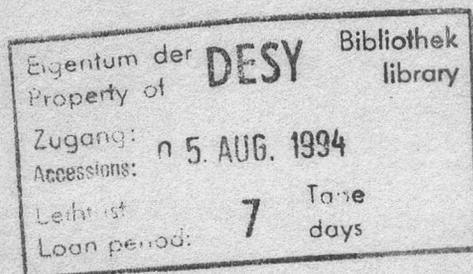


Interner Bericht  
DESY FH1K-94-05  
August 1994

## Messung des Wirkungsquerschnittes geladener Ströme in tiefinelastischer Elektron Proton Streuung

von

M. Hapke





Messung des Wirkungsquerschnittes  
geladener Ströme  
in tiefinelastischer Elektron Proton Streuung

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Michael Hapke ✓  
aus Hamburg

Hamburg  
1994

Messung des Wirkungsquerschnittes  
geladener Ströme  
in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. F. Eisele

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation: 20.07.1994

Sprecher des  
Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

# Zusammenfassung

Mit dem H1 Detektor am  $ep$  Speicherring HERA (Hamburg) wurde der Wirkungsquerschnitt des *charged current* Prozesses  $e^-p \rightarrow \nu_e X$  gemessen. Für Ereignisse mit einem Transversalimpuls des Neutrinos größer als 25 GeV ergibt sich

$$\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV}) = 55 \pm 15(\text{stat}) \pm 6(\text{sys}) \text{ pb.}$$

Der Wirkungsquerschnitt wird in dem untersuchten kinematischen Bereich wesentlich von dem  $W$ -Propagatorterm  $1/(1 + Q^2/M_W^2)^2$  beeinflusst. Das Ergebnis der Messung ist konsistent mit dem theoretisch erwarteten Wert bei einer Masse des  $W$ -Bosons von  $M_W = 80.22 \text{ GeV}$  und ist um einen Faktor 3 kleiner als der erwartete Wert im Grenzfall  $M_W = \infty$ . Damit wird erstmals experimentell der Einfluß des  $W$ -Propagatortermes nachgewiesen.

Using the H1 detector at the  $ep$  collider HERA (Hamburg) the *charged current* process  $e^-p \rightarrow \nu_e X$  is measured. The result for events with transverse momenta of the neutrino larger than 25 GeV is

$$\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV}) = 55 \pm 15(\text{stat}) \pm 6(\text{sys}) \text{ pb.}$$

The cross section in the analyzed kinematic region is strongly influenced by the  $W$  propagator term  $1/(1 + Q^2/M_W^2)^2$ . The measured result is consistent with the theoretical expectation using  $M_W = 80.22 \text{ GeV}$  and is a factor 3 lower than the expectation using  $M_W = \infty$ . Thus, the effect of the  $W$  propagator term has been experimentally established.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2 Tiefinelastische Elektron Proton Streuung</b>	<b>6</b>
2.1 Kinematik . . . . .	6
2.2 Wirkungsquerschnitte . . . . .	9
2.3 Die experimentelle Signatur von <i>CC</i> Ereignissen . . . . .	13
<b>3 Das H1 Experiment</b>	<b>16</b>
3.1 Der Speicherring HERA . . . . .	16
3.2 Der H1 Detektor . . . . .	18
3.3 Der H1 Trigger . . . . .	21
3.4 Die Erfassung und Verarbeitung der Daten . . . . .	25
3.5 Die Ereignissimulation . . . . .	26
<b>4 Die Selektion</b>	<b>27</b>
4.1 Die Daten . . . . .	27
4.2 Die Vorselektion . . . . .	29
4.3 Die vorselektierte <i>CC</i> Kandidatenmenge . . . . .	35
4.4 Die endgültige <i>CC</i> Selektion . . . . .	41
4.4.1 Der <i>V</i> Schnitt . . . . .	41
4.4.2 Die Triggerbedingung . . . . .	41
4.4.3 Die Vertexbedingung . . . . .	43
4.4.4 Die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter . . . . .	44
4.4.5 Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion . . . . .	47
4.4.6 Zusammenstellung der Selektionsschnitte . . . . .	47
4.5 Der Untergrund in der <i>CC</i> Datenmenge . . . . .	51
4.6 Die Selektion von <i>NC</i> Ereignissen . . . . .	60
4.7 Eigenschaften der selektierten <i>CC</i> und <i>NC</i> Ereignisse . . . . .	65
<b>5 Systematische Effekte</b>	<b>71</b>
5.1 Der <i>V</i> Schnitt . . . . .	71
5.2 Der Trigger . . . . .	74
5.3 Der Vertex . . . . .	82
5.4 Die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter . . . . .	84
<b>6 Resultate</b>	<b>85</b>
6.1 Der <i>CC</i> Wirkungsquerschnitt . . . . .	85
6.2 Das Verhältnis $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$ . . . . .	88
6.3 Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	89

**A Die Rekonstruktion der Daten** **91**

A.1 Rekonstruktion der LAr Energien . . . . . 91

A.2 Spurrekonstruktion . . . . . 92

A.3 Benutzte Version des Rekonstruktionsprogramms . . . . . 93

**B Korrelation zwischen  $V_{had}$  und  $V_{trigger}^{had}$**  **95**

**Danksagung** **98**

**Tabellenverzeichnis** **99**

**Abbildungsverzeichnis** **100**

**Literaturverzeichnis** **102**

Prozesse mit schwachen geladenen Strömen (charged current, CC) wurden in den Neutrinoexperimen-  
ten des 60er und 70er Jahre intensiv untersucht [1]. Insbesondere wurde nach den schwachen  
Vektorbosonen  $W^\pm$  als Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung gesucht. Von der so-  
kalen Fermi-Theorie wird bei Vernachlässigung von QED Effekten ein linearer Anstieg des CC  
Wirkungsquerschnittes mit der Neutrinoenergie vorhergesagt. Bei Existenz der  $W$ -Propagator  
sollte dagegen der lineare Anstieg durch den Länf der  $W$ -Propagator

$$(1.1) \quad \frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2}$$

(siehe Gl. 2.16) gedämpft werden, sofern die Beträge der mittleren quadratischen  
Impulsüberträge  $Q^2 = -Q^2$  in der Größenordnung der quadratischen Masse  $M_W^2$  des  $W$ -Bosons  
liegen. Obwohl die Energien der Neutrinostrahlen im Laufe der Zeit von wenigen GeV auf mehr  
als 300 GeV gesteigert werden konnten, blieben die entsprechenden Impulsüberträge jedoch  
zu klein, um eine Abweichung von der Linearität zu beobachten (Abb. 1.1), so daß lediglich  
untere Grenzen für die Masse des  $W$ -Bosons angegeben werden konnten.

Nach der Beobachtung von Prozessen mit schwachen neutralen Strömen (neutral current,  
NC) in Experimenten mit Neutrinostrahlen im Jahre 1973 können die elektromagnetische und  
die schwache Wechselwirkung innerhalb der elektroschwachen Theorie gemeinsam beschrieben  
werden. Mithilfe dieser Theorie konnte die  $W$ -Masse aus dem gemessenen Mischungswinkel  
 $\sin^2 \theta_W$  und dem Verhältnis der Feinstrukturkonstanten zur Fermikonstanten  $\alpha/G$  vorhergesagt  
werden. Schließlich konnte im Jahre 1983 das  $W$ -Boson am SP5 Beschleuniger am CERN erzeugt  
und nachgewiesen werden.

Am Speicherring HERA können seit Juni 1992 Elektronen einer Energie von 28.7 GeV an  
Protonen einer Energie von 820 GeV gestreut werden. Im Gegensatz zu den CC Prozessen  
der Neutrinoexperimente tritt das Neutrino in der CC Reaktion bei HERA  $e^-p \rightarrow \nu^- + X$  im  
Endzustand auf. Die Schwerpunktsenergie von 298 GeV entspricht der Schwerpunktsenergie  
eines Fixtarget Experiment mit einer Lepton-Energie von etwa 47 TeV. In dieser Arbeit  
werden Ergebnisse vorgestellt, denen der Impulsüberträge  $Q^2$  in der Größe vergleichbar mit  
 $M_W^2 = (80.23 \text{ GeV})^2$  sind. Der Einfluß des Propagatorterms (Gl. 1.1) auf den Wirkungsquer-  
schnitt ist dabei so beträchtlich, daß er schon durch die Analyse der im Jahre 1993 vom H1  
Experiment aufgenommene Daten sichtbar wird.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden von der H1-Kollaboration bereits publiziert [2]. Der  
Aufbau der Arbeit folgt dem der Veröffentlichung. In den beiden folgenden Kapiteln erfolgt eine  
kurze Beschreibung der Methode und der experimentellen Grundlagen der Messung. Dann wird  
in Kapitel 4 ausführlich die Selektion der Ereignisse beschrieben und eine mögliche Kontaminati-  
on durch Untergrundereignisse diskutiert. Die Effizienz der Selektion und die systematischen  
Unsicherheiten der Messung werden im 5. Kapitel besprochen und schließlich in Kapitel 6 die  
Resultate der Messung vorgestellt.

# Kapitel 1

## Einleitung

Prozesse mit *schwachen geladenen Strömen* (*charged current, CC*) wurden in den Neutrinoexperimenten der 60er und 70er Jahre intensiv untersucht [1]. Insbesondere wurde nach den schweren Vektorbosonen  $W^\pm$  als Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung gesucht. Von der lokalen Fermitheorie wird bei Vernachlässigung von QCD Effekten ein linearer Anstieg des *CC* Wirkungsquerschnittes mit der Neutrinoenergie vorhergesagt. Bei Existenz des *W*-Propagators sollte dagegen der lineare Anstieg durch den Einfluß des *W*-Propagatortermes

$$\frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2} \quad (1.1)$$

(siehe Gl. 2.16) gedämpft werden, sofern die Beträge der mittleren quadrierten 4er-Impulsüberträge  $q^2 = -Q^2$  in der Größenordnung der quadrierten Masse  $M_W^2$  des *W*-Bosons liegen. Obwohl die Energien der Neutrinostrahlen im Laufe der Zeit von wenigen GeV auf mehr als 200 GeV gesteigert werden konnten, blieben die entsprechenden 4er-Impulsüberträge jedoch zu klein, um eine Abweichung von der Linearität zu beobachten (Abb. 1.1), so daß lediglich untere Grenzen für die Masse des *W* Bosons angegeben werden konnten.

Nach der Beobachtung von Prozessen mit *schwachen neutralen Strömen* (*neutral current, NC*) in Experimenten mit Neutrinostrahlen im Jahre 1973 können die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung innerhalb der *elektroschwachen* Theorie gemeinsam beschrieben werden. Mittels dieser Theorie konnte die *W* Masse aus dem gemessenen Mischungsparameter  $\sin^2 \Theta_W$  und dem Verhältnis der Feinstrukturkonstanten zur Fermikonstanten  $\alpha/G$  vorhergesagt werden. Schließlich konnte im Jahre 1983 das *W* Boson am SPS Beschleuniger am CERN erzeugt und nachgewiesen werden.

Am Speicherring HERA können seit Juni 1992 Elektronen einer Energie von 26.7 GeV an Protonen einer Energie von 820 GeV gestreut werden. Im Gegensatz zu den *CC* Prozessen der Neutrinoexperimente tritt das Neutrino in der *CC* Reaktion bei HERA  $e^-p \rightarrow \nu_e X$  im Endzustand auf. Die Schwerpunktsenergie von 296 GeV entspricht der Schwerpunktsenergie eines Fixed-Target Experiments mit einer Lepton-Energie von etwa 47 TeV. In dieser Arbeit werden Ereignisse untersucht, deren 4er-Impulsüberträge  $Q^2$  in der Größe vergleichbar mit  $M_W^2 = (80.22 \text{ GeV})^2$  sind. Der Einfluß des Propagatorterms (Gl. 1.1) auf den Wirkungsquerschnitt ist dabei so beträchtlich, daß er schon durch die Analyse der im Jahre 1993 vom H1 Experiment aufgezeichneten Daten sichtbar wird.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden von der H1-Kollaboration bereits publiziert [2]. Der Aufbau der Arbeit folgt dem der Veröffentlichung. In den beiden folgenden Kapiteln erfolgt eine kurze Beschreibung der Methode und der experimentellen Grundlagen der Messung. Dann wird in Kapitel 4 ausführlich die Selektion der Ereignisse beschrieben und eine mögliche Kontamination durch Untergrundereignisse diskutiert. Die Effizienz der Selektion und die systematischen Unsicherheiten der Messung werden im 5. Kapitel besprochen und schließlich in Kapitel 6 die Resultate der Messung vorgestellt.

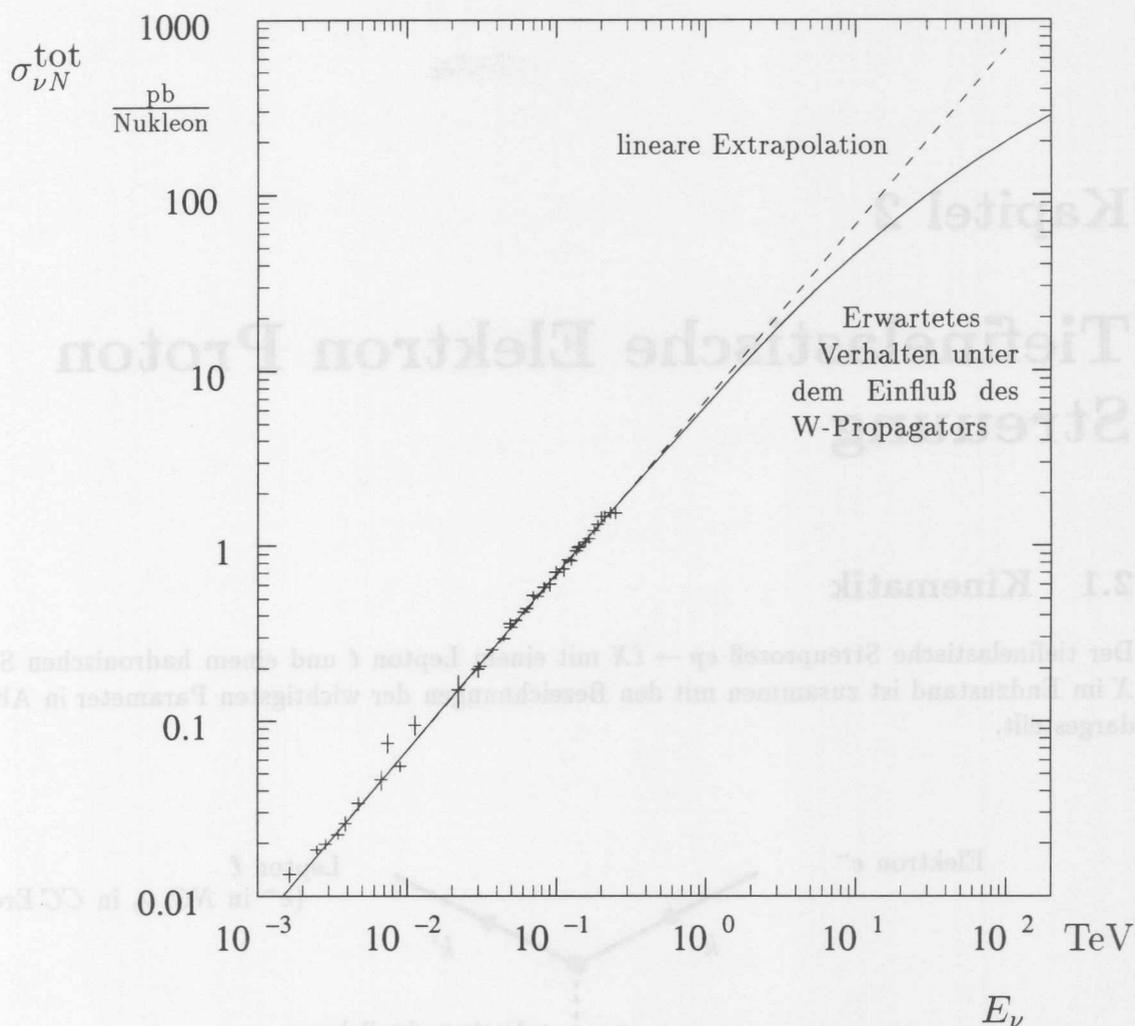


Abbildung 1.1: Die Energieabhängigkeit des  $\nu N$  Wirkungsquerschnittes. Die Kreuze stellen die Resultate der Neutrinoexperimente dar (siehe [1], p.213). Die durchgezogene Linie beschreibt das erwartete Verhalten unter dem Einfluß des  $W$  Propagators, die gestrichelte Linie die lineare Extrapolation der Neutrinoexperimente. Bei einer Energie von 50 TeV — also in dem kinematischen Bereich, der den HERA Experimenten zugänglich ist — zeigt sich eine deutliche Differenz der beiden Kurven.

Die Konsistenz der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes wird durch eine parallele Untersuchung von  $NC$  Ereignissen überprüft. Insbesondere wird in enger Anlehnung an das im Rahmen des Workshops “Physics at HERA” (1991) entwickelte Verfahren [3] das Verhältnis des  $NC$  zum  $CC$  Wirkungsquerschnitt  $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$  bestimmt. Das Ergebnis dieser  $R$ -Messung wurde im März 1994 auf der Moriond Konferenz [4] vorgestellt.

## Kapitel 2

# Tiefinelastische Elektron Proton Streuung

### 2.1 Kinematik

Der tiefinelastische Streuprozess  $ep \rightarrow \ell X$  mit einem Lepton  $\ell$  und einem hadronischen System  $X$  im Endzustand ist zusammen mit den Bezeichnungen der wichtigsten Parameter in Abb. 2.1 dargestellt.

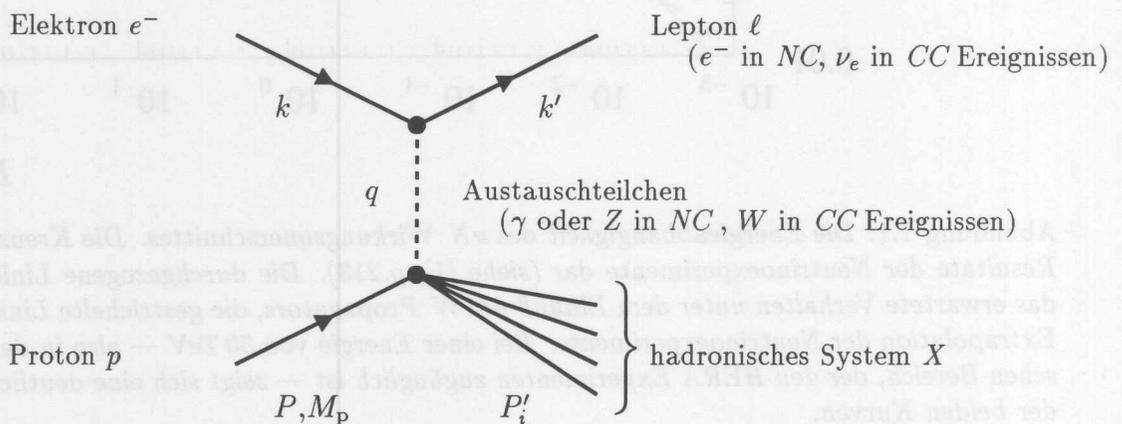


Abbildung 2.1: Grundlegender Graph der  $ep$  Streuung. Das einlaufende Elektron trägt den 4er-Impuls  $k$ , das auslaufende Lepton den 4er-Impuls  $k'$ . Das Austauschteilchen vermittelt einen 4er-Impulsübertrag  $q = k - k'$ .  $P$  ist der 4er-Impuls und  $M_p$  die Masse des einlaufenden Protons. Die  $P'_i$  seien die 4er-Impulse der Teilchen, die das hadronische System  $X$  bilden.

Tiefinelastische  $ep$  Streuprozesse werden durch die Angabe lorentzinvarianter Skalare beschrieben. Gebräuchliche kinematische Größen sind [5]:

$$\nu = \frac{qP}{M_p} \quad (2.1)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2M_p\nu} \quad (2.3)$$

$$y = \frac{qP}{kP} \quad (2.4)$$

$$s = (k + P)^2 \quad (2.5)$$

Nur 3 dieser Größen sind voneinander unabhängig, wobei die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  schon durch die Strahlenergien festgelegt ist. Die beiden weiteren benötigten Größen lassen sich in *NC* Ereignissen aus der Energie  $E'_e$  und Streuwinkel  $\Theta_e$  des Elektrons berechnen. Mit  $E_e$  als der Energie des einlaufenden Elektrons und bei Vernachlässigung der Elektronenmasse ergibt sich:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \quad (2.6)$$

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right), \quad (2.7)$$

wobei  $\Theta_e$  den Winkel des gestreuten Elektrons relativ zur Richtung der einlaufenden Protonen angibt.

In *CC* Ereignissen kann das auslaufende Neutrino nicht beobachtet werden. Jedoch kann die Kinematik in *CC* wie auch in *NC* Ereignissen aus dem beobachteten hadronischen System bestimmt werden. Wenn das hadronische System aus  $N$  Teilchen mit der Energie  $E_i$  und dem Impuls  $\vec{P}_i$  besteht, so ergibt sich mit

$$V_{\text{had}} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N P_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N P_{y,i}\right)^2} \quad (2.8)$$

$$\Sigma_{\text{had}} = \sum_{i=1}^N (E_i - P_{z,i}) \quad (2.9)$$

für die kinematischen Variablen nach A. Jaquet und J. Blondel [6]:

$$y = \frac{\Sigma_{\text{had}}}{E_e} \quad (2.10)$$

$$Q^2 = \frac{V_{\text{had}}^2}{1 - y}. \quad (2.11)$$

Es sind auch andere Verfahren der Rekonstruktion kinematischer Variablen möglich, in *NC* Ereignissen etwa durch eine Kombination von Elektron- und Hadron-Informationen.

In dieser Arbeit ist der Transversalimpuls des gestreuten Leptons im Laborsystem  $p_{\perp}$  von besonderer Bedeutung. Aufgrund der Impulserhaltung muß bei einer idealen Messung des vollständigen hadronischen Systems gelten:

$$p_{\perp} = V_{\text{had}} \quad (2.12)$$

Die Größe  $p_{\perp}$  ist mit den anderen kinematischen Größen verknüpft. Es gilt:

$$p_{\perp} = \sqrt{Q^2(1 - y)} \quad (2.13)$$

In Abb. 2.2 wird der Bereich  $p_{\perp} > 25 \text{ GeV}$  in der  $xQ^2$ -Ebene dargestellt.

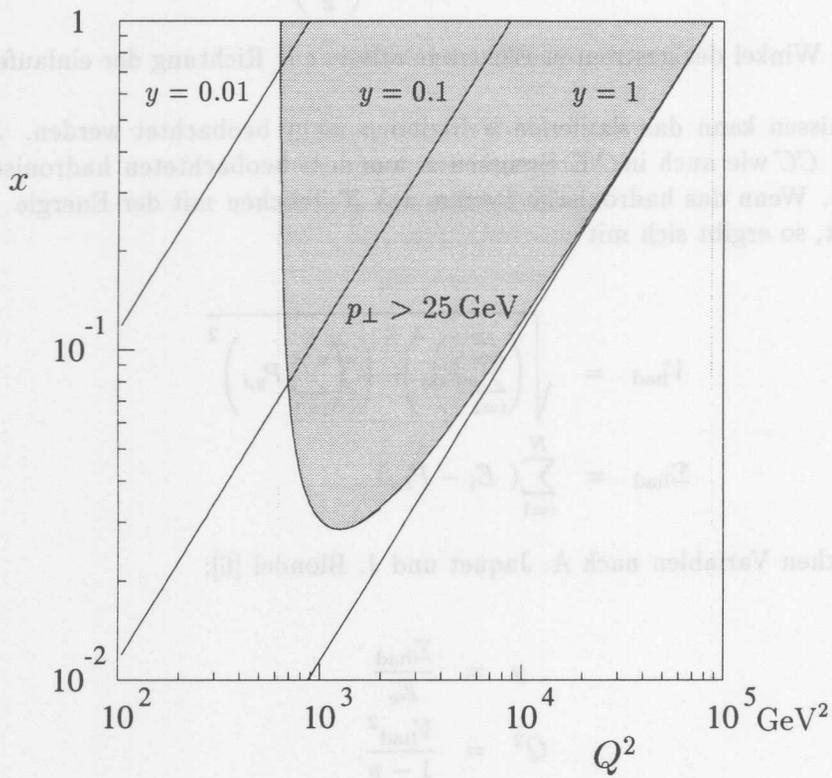


Abbildung 2.2: Beziehungen zwischen verschiedenen kinematischen Größen. Schattiert wurde der Bereich, in welchem für den transversalen Impuls des gestreuten Leptons im Laborsystem gilt:  $p_{\perp} > 25 \text{ GeV}$ . Dabei wird von einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 296 \text{ GeV}$  ausgegangen.

## 2.2 Wirkungsquerschnitte

Im Quark Parton Modell werden die *NC* und *CC* Prozesse in niedrigster Ordnung durch die in Abb. 2.3 dargestellten Graphen beschrieben.

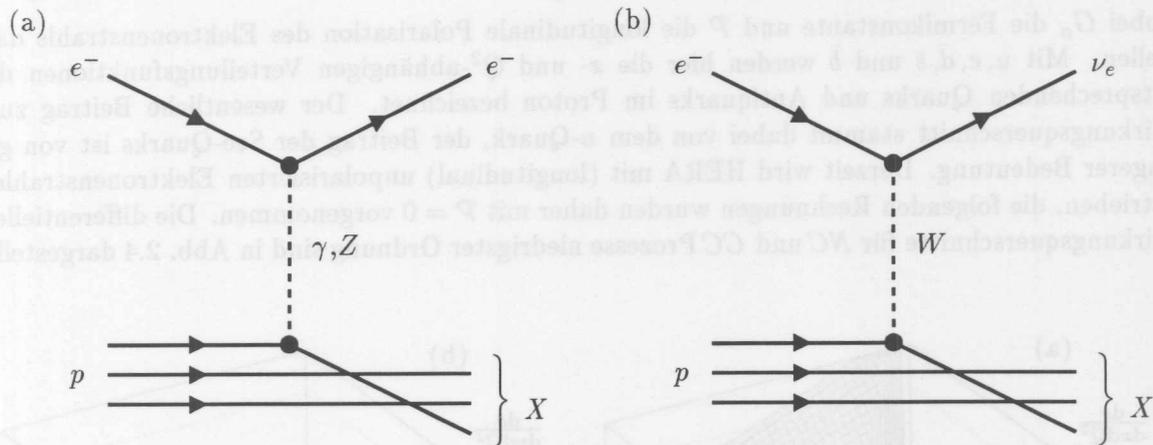


Abbildung 2.3: Graphen niedrigster Ordnung der *NC* (a) und *CC* (b) Prozesse im Quark Parton Modell.

Die entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte haben die einfache Form [3]:

$$d^2\sigma \propto \sum_q |A(eq)|^2 q(x) dx dQ^2 \quad (2.14)$$

Dabei gibt  $q(x)$  die Verteilung des Quarks  $q$  im Proton an. Die durch die elektroschwache Theorie vorgegebene Amplitude  $A(eq)$  hat für *NC* Prozesse die Form  $A(eq) = A_\gamma + A_Z$ , für *CC* Prozesse  $A(eq) = A_W$  mit

$$A_B = g_B^2 \frac{(J^e)_\lambda^+ (J^q)_\lambda^-}{q^2 - M_B^2} \quad (2.15)$$

In Abhängigkeit von dem Austauschboson  $B$  gelten für die Lepton- und Quark-Ströme  $J_\lambda^e, J_\lambda^q$  und die Kopplungskonstante  $g_B$ :

Austauschteilchen $B$	$W$	$\gamma$	$Z$
Kopplung $g_B$	$e/(2\sqrt{2}\sin\Theta)$	$e$	$e/(2\sin\Theta\cos\Theta)$
Lepton-Strom $J_\lambda^e$	$\bar{\nu}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) e$	$\bar{e} \gamma_\lambda e$	$\bar{e} [(I_3^e - 2Q_e \sin^2 \Theta_W) \gamma_\lambda + I_3^e \gamma_\lambda \gamma_5] e$
Quark-Strom $J_\lambda^q$	$\bar{q} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) q' U_{qq'}$	$\bar{q} \gamma_\lambda q$	$\bar{q} [(I_3^q - 2Q_q \sin^2 \Theta_W) \gamma_\lambda + I_3^q \gamma_\lambda \gamma_5] q$
Propagator	$1/(q^2 - M_W^2)$	$1/q^2$	$1/(q^2 - M_Z^2)$

wobei  $U_{qq'}$  die Kobayashi-Maskawa Matrix darstellt.

Die Raumartigkeit des 4er-Impulsübertrag  $q$  führt dazu, daß der Propagatorterm — im Gegensatz zur  $e^+e^-$  Streuung bei LEP — kein Resonanzverhalten zeigt. Bei *NC* Wechselwirkungen kann der Wirkungsquerschnitt aufgrund der Propagatorstruktur  $A(eq) = A_\gamma + A_Z$  in 3 Terme getrennt werden: einen rein elektromagnetischen durch den  $\gamma$ -Austausch, einen rein schwachen durch den  $Z$ -Austausch und einen Interferenzterm. Bei kleinen 4er-Impulsüberträgen  $Q^2 < M_Z^2$  dominiert der rein elektromagnetische Term den *NC* Wirkungsquerschnitt, der in diesem Bereich wesentlich größer ist als der *CC* Wirkungsquerschnitt. Erst bei 4er-Impulsüberträgen  $Q^2 \approx M_Z^2$  haben die *NC* und *CC* Wirkungsquerschnitte die gleiche Größenordnung.

### Der $CC$ Wirkungsquerschnitt

Explizit ergibt sich für den differentiellen  $CC$  Wirkungsquerschnitte niedrigster Ordnung [7]

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2} = (1 + \mathcal{P}) \frac{G_\mu^2}{2\pi} \left( \frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2} \right) \left[ u + c + (1 - y)^2(\bar{d} + \bar{s} + \bar{b}) \right], \quad (2.16)$$

wobei  $G_\mu$  die Fermikonstante und  $\mathcal{P}$  die longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls darstellen. Mit  $u, c, \bar{d}, \bar{s}$  und  $\bar{b}$  werden hier die  $x$ - und  $Q^2$ -abhängigen Verteilungsfunktionen der entsprechenden Quarks und Antiquarks im Proton bezeichnet. Der wesentliche Beitrag zum Wirkungsquerschnitt stammt dabei von dem  $u$ -Quark, der Beitrag der See-Quarks ist von geringerer Bedeutung. Derzeit wird HERA mit (longitudinal) unpolarisierten Elektronenstrahlen betrieben, die folgenden Rechnungen wurden daher mit  $\mathcal{P} = 0$  vorgenommen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $NC$  und  $CC$  Prozesse niedrigster Ordnung sind in Abb. 2.4 dargestellt.

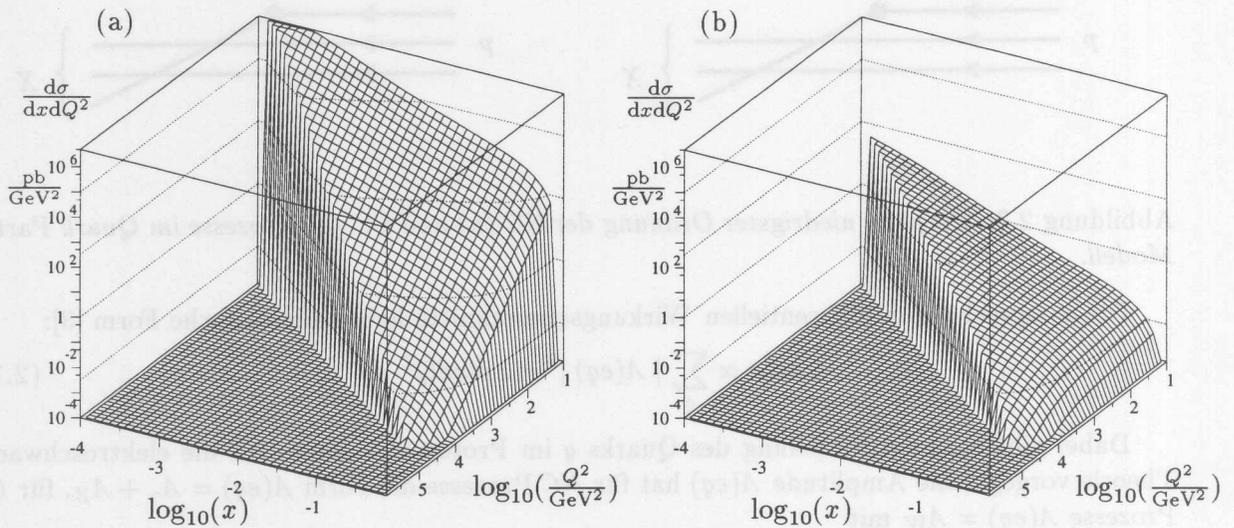


Abbildung 2.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte von  $NC$  (a) und  $CC$  (b) Prozessen niedrigster Ordnung (berechnet mit [8]).

Die Parametrisierungen der Verteilungsfunktionen basieren auf Messungen der Nukleon-Strukturfunktionen an Fixed-Target Experimenten in dem kinematischen Bereich  $Q^2 \lesssim 200 \text{ GeV}^2$  und  $x \gtrsim 0.01$ . Die Extrapolation der Messungen in den Bereich hoher Werte für  $Q^2$  erfolgt mit der QCD Entwicklung von Altarelli und Parisi [9]. Für die Extrapolation in den Bereich kleinerer  $x$ -Werte gibt es unterschiedliche Ansätze (siehe z.B. [10]), erste Messungen in dem Bereich  $10^{-4} < x < 10^{-2}$  und  $Q^2 \lesssim 100 \text{ GeV}^2$  konnten von den HERA Experimenten vorgenommen werden [11],[12].

In der vorliegenden Arbeit sollen nur Ereignisse in einem kinematischen Bereich  $x > 0.03$  untersucht werden, in welchem die Quarkverteilungen bei kleinen Werten für  $Q^2$  aus den Fixed-Target Experimenten bekannt ist. Insofern muß lediglich die Gültigkeit der Altarelli-Parisi Beziehungen angenommen werden. Bei der Berechnung der integrierten  $NC$  und  $CC$  Wirkungsquerschnitte wurden die  $MRSD'_0$ -Parametrisierung der Quarkverteilungen [13] benutzt. Bei Benutzung anderer möglicher Parametrisierungen ergeben sich für die betrachteten integrierten Wirkungsquerschnitte Unterschiede von  $\lesssim 2\%$ .

Bei der Berechnung der in dieser Arbeit verwandten Wirkungsquerschnitte erfolgte die Berücksichtigung elektroschwacher Korrekturen im *on shell* Renormierungsschema. Die grundlegenden Parameter in diesem Renormierungsschema sind die Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , die  $W$

und  $Z$  Massen ( $M_W, M_Z$ ), die Masse des Higgs Bosons  $M_H$  und die Fermionmassen  $M_f$  [7],[14]. Dabei kann die  $W$  Masse  $M_W$  über die Beziehung

$$G_\mu = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}s_W^2 M_W^2} [1 + \Delta r(\alpha, M_W, M_Z, M_H, M_t)] \quad (2.17)$$

mit

$$s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (2.18)$$

durch die experimentell besser bestimmte Fermikonstante  $G_\mu$  ersetzt werden. Zur Berechnung der elektroschwachen Korrekturen wurde das Program EPRC91 [15] benutzt. Der integrierte  $CC$  Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von einem Schnitt im Transversalimpuls des gestreuten Leptons  $p_\perp$  ist (zusammen mit dem entsprechenden  $NC$  Wirkungsquerschnitt) in Abb. 2.5 (a) dargestellt. Die elektroschwachen Korrekturen sind für diese integrierte Größe  $\approx 1\%$ . Für den Schnitt  $p_\perp > 25$  GeV ergibt sich  $\sigma^{CC} = 40.9$  pb [16].

### Das Verhältnis $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$ der Wirkungsquerschnitte

Auch das Verhältniss der integrierten  $CC$  und  $NC$  Wirkungsquerschnitt  $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$  hängt von den Verteilungsfunktionen der Quarks ab. Entscheidend sind hier aber nicht die Verteilungsfunktionen selbst, sondern die Verhältnisse der Funktionen, insbesondere das Verhältnis der  $d$ - zur  $u$ -Quarkverteilungsfunktion. Durch diese Verhältnisbildung kommt es zu einer teilweisen Kompensation der Abhängigkeit von den Verteilungsfunktionen. Die Unsicherheit durch die Wahl einer Parametrisierung der Verteilungsfunktionen bei der Berechnung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte  $R$  beträgt 0.5% [3] und ist somit kleiner, als die Unsicherheit bei der Berechnung der einzelnen integrierten Wirkungsquerschnitte.

Bei einer Bestimmung der kinematischen Variablen der  $NC$  Ereignisse über das gestreute Elektron kommt es aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen zu erheblichen Korrekturen des Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung. Wenn die kinematischen Variablen jedoch auch bei den  $NC$  Ereignissen nur aus dem hadronischen System berechnet werden, so ergeben sich an der Größe  $R$  rein elektromagnetischen Korrekturen von lediglich (1 – 2)% [7].

Die Abhängigkeit der Größe  $R$  bei einem Schnitt  $p_\perp > 25$  GeV von verschiedenen elektroschwachen Parametern ist in Tabelle 2.1 dargestellt. Die Größe  $R$  erscheint für die Zukunft als eine wichtige Größe zum Studium elektroschwacher Effekte [3].

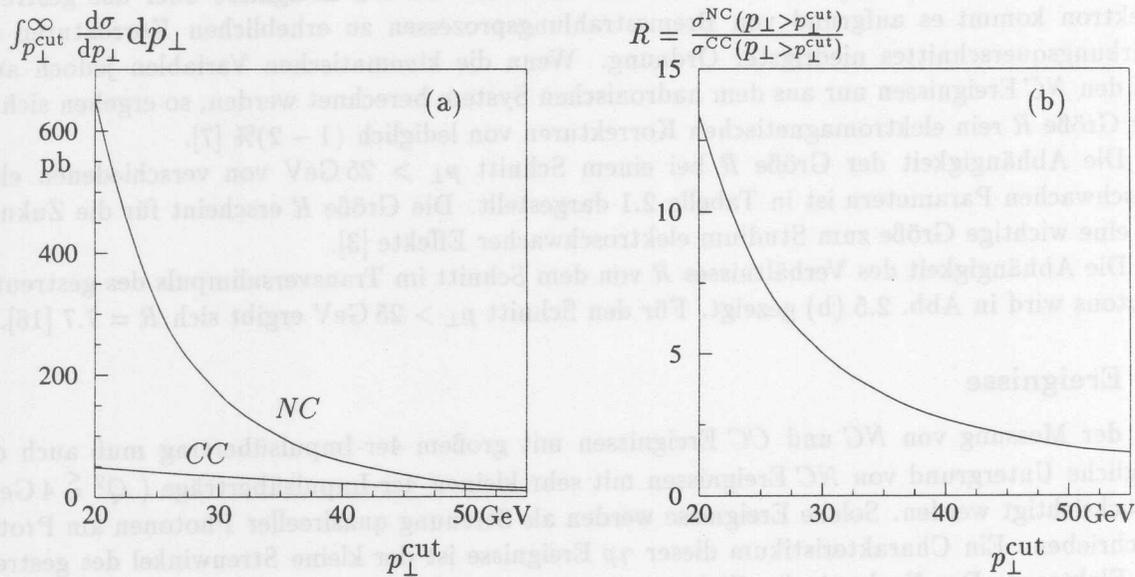
Die Abhängigkeit des Verhältnisses  $R$  von dem Schnitt im Transversalimpuls des gestreuten Leptons wird in Abb. 2.5 (b) gezeigt. Für den Schnitt  $p_\perp > 25$  GeV ergibt sich  $R = 7.7$  [16].

### $\gamma p$ Ereignisse

Bei der Messung von  $NC$  und  $CC$  Ereignissen mit großem 4er-Impulsübertrag muß auch der mögliche Untergrund von  $NC$  Ereignissen mit sehr kleinen 4er-Impulsüberträge ( $Q^2 \lesssim 4$  GeV) berücksichtigt werden. Solche Ereignisse werden als Streuung quasireeller Photonen am Proton beschrieben. Ein Charakteristikum dieser  $\gamma p$  Ereignisse ist der kleine Streuwinkel des gestreuten Elektrons. Der Nachweis des Elektrons ist daher experimentell nur eingeschränkt möglich. Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p$  Ereignisse ist hoch. Bei einer mittleren invarianten Masse des  $\gamma p$ -Systems von 195 GeV wurde von der H1 Kollaboration ein Wirkungsquerschnitt von  $159 \mu\text{b}$  gemessen [17]. Der Anteil von  $\gamma p$  Ereignissen, in denen es zur Ausbildung von Jets (kollimierte Teilchenbündel) mit hohen Transversalimpulsen  $E_t^{\text{Jet}}$  kommt, ist allerdings gering. Für solche Ereignisse wurde eine  $E_t^{\text{Jet}}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $d\sigma^{\gamma p}/dE_t^{\text{Jet}} \sim (E_t^{\text{Jet}})^{-5.5}$  beobachtet [18].

$M_t$ [GeV]	$M_H$ [GeV]	$M_W$ [GeV]	$R$
90	60	79.932	7.82
90	1000	79.740	7.85
120	60	80.091	7.80
120	1000	79.898	7.82
150	60	80.258	7.77
150	1000	80.062	7.80
200	60	80.584	7.73
200	1000	80.373	7.76
250	60	80.978	7.69
250	1000	80.733	7.72

Tabelle 2.1: Abhängigkeit der Größe  $R = \sigma^{\text{NC}}/\sigma^{\text{CC}}$  von Ereignissen mit  $p_{\perp} > 25$  GeV von der Top-Quark, der Higgs- und der W-Masse ( $M_t, M_H, M_W$ ) [7]. Diese Rechnungen wurden für eine Energie des einlaufenden Elektrons von 30 GeV vorgenommen.



Abbildungung 2.5: Theoretisch berechnete integrierte NC und CC Wirkungsquerschnitte (a) sowie deren Verhältnis  $R$  in Abhängigkeit von einem Schnitt in dem Transversalimpuls des gestreuten Leptons  $p_{\perp}$ . In diesem kinematischen Bereich sind Messungen erstmals mit den HERA Experimenten möglich.

## 2.3 Die experimentelle Signatur von CC Ereignissen

CC Ereignisse mit großem 4er-Impulsübertrag  $Q^2$  haben eine klare Signatur. Aufgrund des nicht beobachtbaren Neutrinos sind in CC Ereignissen — im Gegensatz zu NC oder  $\gamma p$  Ereignissen — die im Detektor gemessenen Transversalimpulse des Endzustands nicht ausgeglichen. Aus den Transversalimpulsen des Endzustandes lassen sich die skalare ( $S$ ) und die vektorielle ( $V$ ) Summe bilden [3]:

$$S = \sum_i \sqrt{P_{x,i}^2 + P_{y,i}^2} \quad (2.19)$$

$$V = \sqrt{\left(\sum_i P_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i P_{y,i}\right)^2} \quad (2.20)$$

Aus diesen Definitionen folgt:

$$S \geq V \quad (2.21)$$

Diese Größen lassen sich direkt aus den Beträgen und den Positionen der Energiedepositionen und der Position des Ereignis-Vertex bestimmen. In CC Ereignissen ist  $V = V_{\text{had}} = p_{\perp}$ . Sofern der Großteil der beobachteten Energie aus nur einem Jet (einem kollimierten Teilchenbündel) stammt, ist  $S \approx V$ .

Die anderen Prozesse —  $\gamma p$  und NC — sind im Transversalimpuls balanciert, so daß für die Meßgröße  $V$  gilt:  $V \approx 0$ , wohingegen  $S$  große Werte annehmen kann. Größere Werte für  $V$  können nur durch extreme Fluktuationen der Energiemessung oder durch Teilchenverluste aufgrund der begrenzten Detektorakzeptanz ermöglicht werden.

Ein typisches CC Ereignis, welches für die vorliegende Arbeit selektiert wurde, ist in Abb. 2.6 dargestellt. Gemessen wurde für die vektorielle Transversalimpulssumme  $V = 25$  GeV und für die skalare Transversalimpulssumme  $S = 27$  GeV. Dagegen ist in Abb. 2.7 eines der NC Ereignis gezeigt, welches in dieser Arbeit für Konsistenzstudien selektiert wurde. In diesem Ereignis werden  $V = 0.3$  GeV und  $S = 57$  GeV gemessen.

Die Selektion der CC Ereignisse soll durch einen Schnitt

$$V > 25 \text{ GeV} \quad (2.22)$$

erfolgen:

- Dieser Schnitt erscheint als ein vernünftiger Kompromiß zwischen der Forderung nach einem möglichst hohen Wert für  $V$ , um
  - die Kontamination der Datenmenge durch NC oder  $\gamma p$  Ereignisse klein,
  - die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Selektion groß zu halten

und der Forderung nach einer möglichst großen Datenmenge, wozu der Wert für den Schnitt klein sein sollte.

- Der Schnitt  $V > 25$  GeV impliziert  $Q^2 > 625$  GeV<sup>2</sup>, beschränkt die Selektion somit auf Bereiche hoher Werte für  $Q^2$  mit hoher Empfindlichkeit für den  $W$ -Propagator.
- Durch den Schnitt ist die Messung auf den Bereich  $x > 0.03$  beschränkt, in dem die Quarkverteilungen aus den Fixed-Target Experimenten bekannt sind.

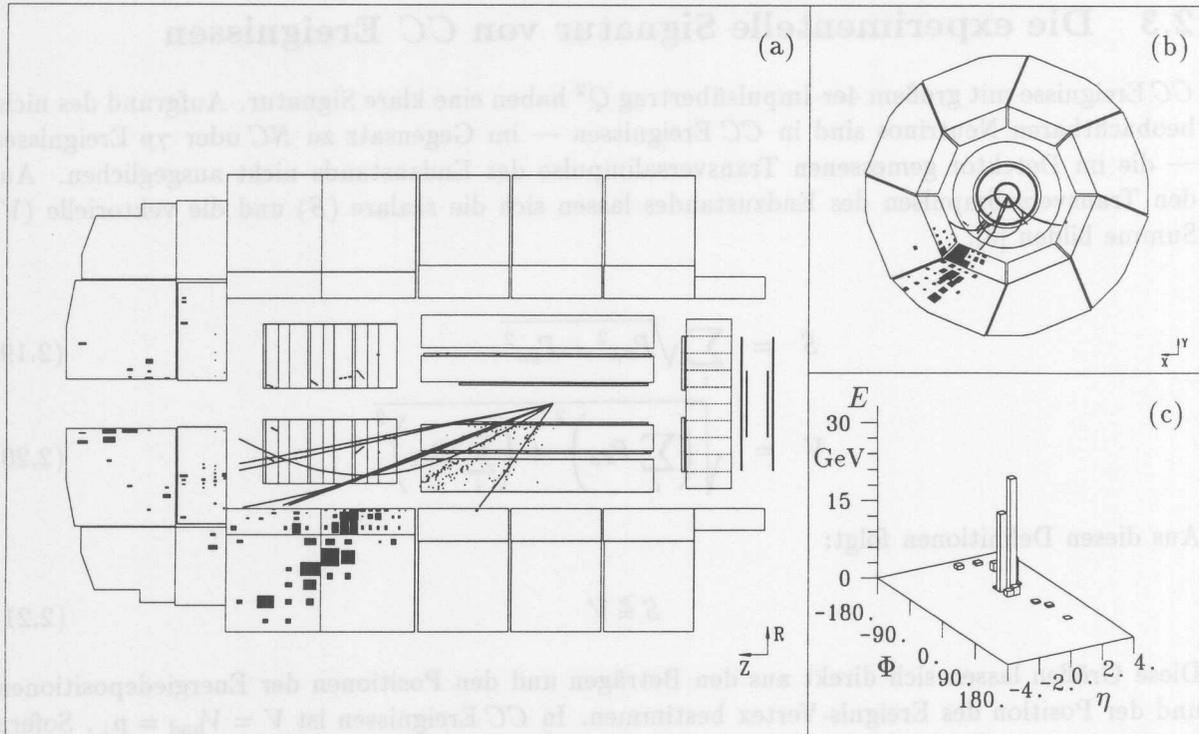


Abbildung 2.6: Typisches CC Ereignis. Gemessen wird  $V = 25$  GeV und  $S = 27$  GeV. In (a) ist die Seiten-, in (b) die Radialansicht des H1 Detektors mit rekonstruierten Spuren und Energie-depositionen gezeigt. In (c) ist die Energieverteilung im LAr-Kalorimeter in Abhängigkeit vom Winkel  $\Phi$  und der Pseudorapidity  $\eta = \ln[\tan(\theta/2)]$  dargestellt.

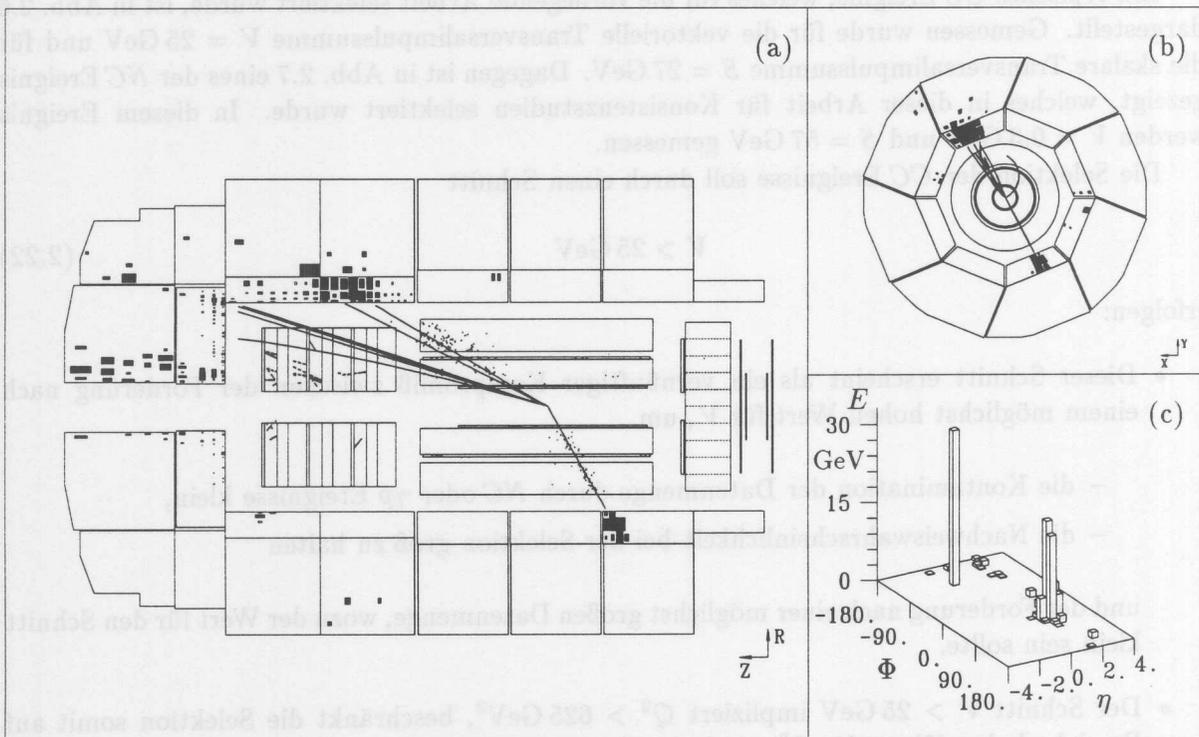


Abbildung 2.7: Typisches NC Ereignis. Gemessen wird  $V = 0.3$  GeV und  $S = 57$  GeV.

- Die Größe  $V$  läßt sich direkt aus Betrag und Position der Energiedepositionen berechnen. Die Berechnung anderer möglicher Schnittgrößen — etwa  $Q^2$  — kann nur indirekt erfolgen (vgl. (2.11)).
- Bei dem Schnitt  $V > 25$  GeV wird das Lepton in einen Winkelbereich  $\Theta < 130^\circ$  bezüglich der Protonenrichtung gestreut. Wenn für einen Vergleich mit  $CC$  Ereignissen entsprechende  $NC$  Ereignisse mit  $V_{had} > 25$  GeV selektiert werden sollen, wird das Elektron somit in den zentralen Bereich des H1 Detektors gestreut, wo die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen sehr hoch ist.

# Das H1 Experiment

## 3.1 Der Speicherring HERA

HERA (Abb. 3.1) ist ein Elektron-Proton-Doppelbeschleuniger mit einem Umfang von 6,3 km und wurde in den Jahren 1984-1991 bei DESY in Hamburg gebaut. Elektronen werden zunächst in dem linearbeschleunigten LINAC II auf etwa 500 MeV und nach einer Zwischenspeicherung im Speicherring PIA in das Synchrotron DESY II injiziert. Dort werden die Elektronen auf 7 GeV, anschließend im Speicherring PETRA II auf 12 GeV und schließlich in HERA auf 28,7 GeV beschleunigt. Protonen werden zunächst als  $W^+$ -Ionen im linearbeschleunigten LINAC III auf 50 MeV beschleunigt und dann — nach dem Abstreifen der Elektronen — in DESY III injiziert. Dort werden die Protonen auf 7,5 GeV, in PETRA III auf 10 GeV und schließlich in HERA auf 820 GeV beschleunigt [19].

In den nächsten 2 Wechselwirkungsregionen werden die sonst getrennt geführten Strahlen zusammengeführt und ep-Kollisionen ermöglicht. Um die beiden Wechselwirkungsgebiete werden der H1-Detektor und der ZEUS-Detektor aufgebaut.

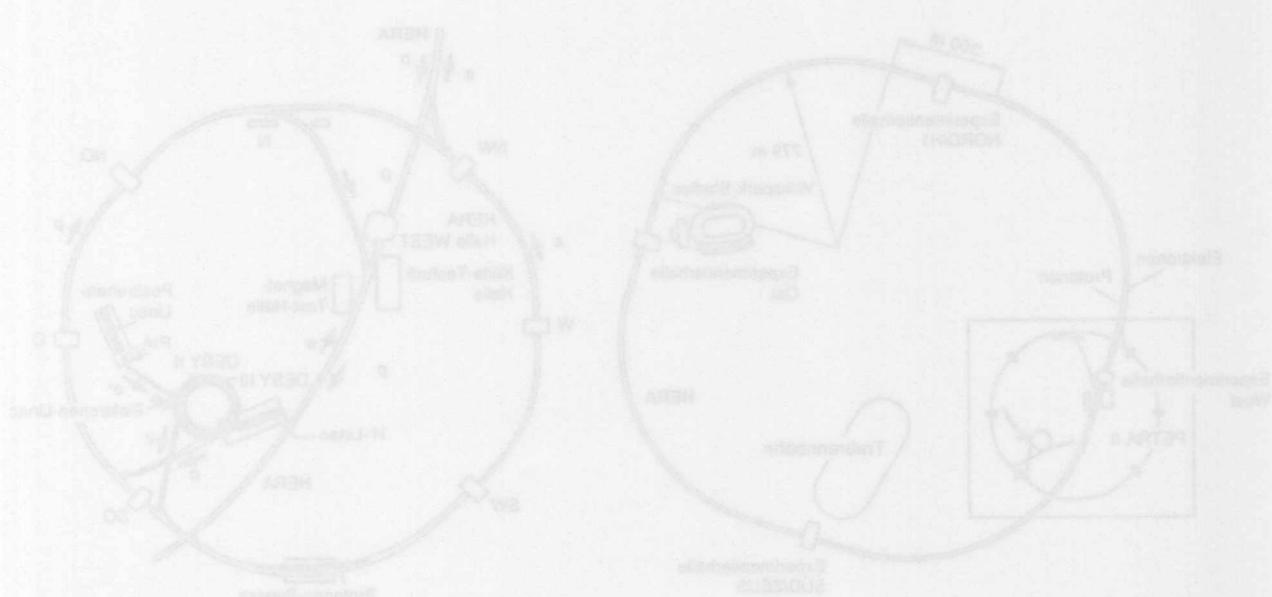


Abbildung 3.1: Der ep-Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger

Das Hochleistungs-system von HERA ist so ausgelegt, daß im Prinzip jeweils 230 Bündel (Teilchenbündel) gleichzeitig zirkulieren können. Dabei beträgt der zeitliche Abstand zweier Bündelungen (dem Zeitpunkt des sich Kreuzens eines ep-Bündels) 96 ns.

## Kapitel 3

# Das H1 Experiment

### 3.1 Der Speicherring HERA

HERA (Abb. 3.1) ist ein Elektron-Proton-Doppelspeicherring mit einem Umfang von 6.3 km und wurde in den Jahren 1984-1991 bei DESY in Hamburg gebaut. Elektronen werden zunächst in dem Linearbeschleuniger LINAC II auf etwa 500 MeV und nach einer Zwischenspeicherung im Speicherring PIA in das Synchrotron DESY II injiziert. Dort werden die Elektronen auf 7 GeV, anschließend im Speicherring PETRA II auf 12 GeV und schließlich in HERA auf 26.7 GeV beschleunigt. Protonen werden zunächst als  $H^-$ -Ionen im Linearbeschleuniger LINAC III auf 50 MeV beschleunigt und dann — nach dem Abstreifen der Elektronen — in DESY III injiziert. Dort werden die Protonen auf 7.5 GeV, in PETRA III auf 40 GeV und schließlich in HERA auf 820 GeV beschleunigt [19].

In den zunächst 2 Wechselwirkungszonen werden die sonst getrennt geführten Strahlen zusammengeführt und  $ep$  Kollisionen ermöglicht. Um die beiden Wechselwirkungspunkte wurden der H1 Detektor und der ZEUS Detektor aufgebaut.

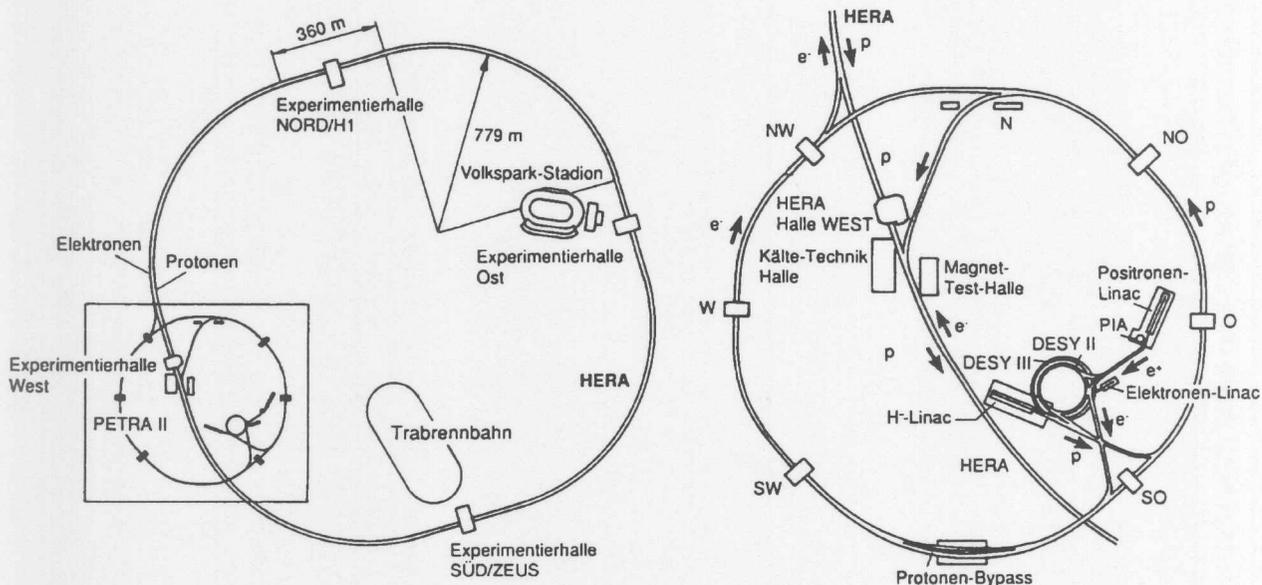


Abbildung 3.1: Der  $ep$  Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger

Das Hochfrequenzsystem von HERA ist so ausgelegt, daß im Prinzip jeweils 220 *Bunche* (Teilchenbündel) gleichzeitig zirkulieren können. Dabei beträgt der zeitliche Abstand zweier *Bunchcrossings* (dem Zeitpunkt des sich Kreuzens eines  $ep$  Bunch Paares) 96 ns.

Im Jahre 1992 begann der Experimentierbetrieb am HERA Speicherring mit  $10 e^-$  und  $10 p$  Bunchen. Die integrierte Luminosität betrug im ersten Betriebsjahr etwa  $50 \text{ nb}^{-1}$ . Im Jahre 1993 konnte HERA eine integrierte Luminosität von etwa  $1 \text{ pb}^{-1}$  liefern. Dabei wurde HERA mit 90  $p$ - und 94  $e^-$ -Bunchen betrieben, von denen 84 miteinander kollidieren konnten.

Die Wechselwirkungszone erstreckte sich 1993 über einen Bereich mit  $\sigma = 10 \text{ cm}$  entlang der Strahlachse. Diese Ausdehnung wird durch die Größe der Protonbunche bestimmt.

Die von Wechselwirkungspunkt ausgehend – nach unten abwärts – liegenden Detektorsegmente bilden das Spurkammerensystem.

Im Bereich  $35^\circ < \Theta < 155^\circ$  befindet sich das zentrale Spurkammerensystem, bestehend aus einer zweigeteilten Driftkammer (central jet chamber, CJC) und inneren und äußeren  $z$ -Kammern, sowie jeweils 3-lagigen inneren und äußeren Proportionalkammern.

Das Spurkammerensystem in Vorwärtsrichtung ( $7^\circ < \Theta < 33^\circ$ ) besteht aus 3 identischen Modulen, welche jeweils aus einer planaren Driftkammer, einer Proportionalkammer, einem Übergangstrahlungsmodul und einer tabularen Driftkammer bestehen.

Im Rückwärtsbereich  $158^\circ < \Theta < 178^\circ$  befindet sich eine 4-lagige Proportionalkammer.

Dem Spurkammerensystem schließt sich das Kalorimeterensystem an:

Der Winkelbereich  $4^\circ < \Theta < 132^\circ$  wird durch ein fein segmentiertes Flüssig-Argon (LAR) Kalorimeter [21] abgedeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei und einem hadronischen Teil mit Kohlenstoff als Absorbermaterial. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils beträgt 30 bis 36 Strahlungslängen  $\lambda_0$ , die Tiefe beider Kalorimeterteile zusammen 4,5 bis 6 hadronische Wechselwirkungslängen  $\lambda$ . In Testabmessungen wurde für Elektronen eine Auflösung von  $\sigma(E_e)/E_e \approx 12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$  und für geladene Pionen eine Auflösung von  $\sigma(E_\pi)/E_\pi \approx 50\%/\sqrt{E_\pi} \oplus 2\%$  erreicht. Die Energiekalibration für elektromagnetische Ereignisse ist mit einer Unsicherheit von 1% durch den Vergleich von Impulsmessung im Spurkammerensystem und Energiemessung im Kalorimeter bei Elektronen und Positronen bestätigt worden. Aus dem Studium der Balance der Transversalimpulse in WC-Ereignissen konnte die Energiekalibration für hadronische Ereignisse mit einer Unsicherheit von 5% bestätigt werden [2].

Im Bereich  $0.7^\circ < \Theta < 3.7^\circ$  befindet sich ein Sinterium-Kalorimeter.

Im Rückwärtsbereich ( $151^\circ < \Theta < 177^\circ$ ) vervollständigt ein Blei-Sinterium-Kalorimeter (backward electromagnetic calorimeter, BEMC) das Kalorimeterensystem.

Eine angedeutete zylindrische Spule umgibt das Kalorimeterensystem und bildet ein Magnetfeld von 1.5 Tesla. Der Detektor wird von dem Myonensystem abgeschlossen:

Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Feldes ist mit Stromerkantern in strömender, welche sowohl digital als auch analog ausgelesen werden können. Die analoge Auslese ermöglicht eine Energiemessung, das System stellt somit ein Eisen-Stromerkanter-Kalorimeter dar. Aufgrund der digitalen Auslese können Teilchenarten rekonstruiert werden.

Im Winkelbereich  $5^\circ < \Theta < 30^\circ$  befindet sich ein aus einem Toroidmagneten und Driftkammern bestehendes Myonensystem.

Kompletiert wird der HI Detektor durch:

• dem in 3 Ebenen aus Positionsensoren aufgebautem Flüssigkristall-System (time of flight system, TOF), welches sich in einem Abstand von  $z \approx -2\text{m}$  vom nominalen Wechselwirkungspunkt hinter dem BEMC befindet.

### 3.2 Der H1 Detektor

Die Asymmetrie bei der Kollisionen von Protonen mit 820 GeV und Elektronen mit 26.7 GeV spiegelt sich im Aufbau des H1 Detektors wieder (Abb. 3.2): Die Vorwärtsrichtung (d.h. die Richtung des einlaufenden Protons) ist deutlich besser instrumentiert als die Rückwärtsrichtung. Eine detaillierte Beschreibung des H1 Detektors ist in [20] zu finden.

Die — vom Wechselwirkungspunkt ausgehend — innersten aktiven Detektorkomponenten bilden das **Spurkammersystem**:

- Im Bereich  $25^\circ < \Theta < 155^\circ$  befindet sich das zentrale Spurkammersystem, bestehend aus einer zweigeteilten Driftkammer (central jet chamber, CJC) und inneren und äußeren z-Kammern, sowie jeweils 2-lagigen inneren und äußeren Proportionalkammern.
- Das Spurkammersystem in Vorwärtsrichtung ( $7^\circ < \Theta < 25^\circ$ ) besteht aus 3 identischen Modulen, welche jeweils aus einer planaren Driftkammer, einer Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer bestehen.
- Im Rückwärtsbereich  $156^\circ < \Theta < 175^\circ$  befindet sich eine 4-lagige Proportionalkammer.

Dem Spurkammersystem schließt sich das **Kalorimetersystem** an:

- Der Winkelbereich  $4^\circ < \Theta < 153^\circ$  wird durch ein fein segmentiertes Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter [21] abgedeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei und einem hadronischen Teil mit Edelstahl als Absorbermaterial. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils beträgt 20 bis 30 Strahlungslängen  $X_0$ , die Tiefe beider Kalorimeterteile zusammen 4.5 bis 8 hadronische Wechselwirkungslängen  $\lambda$ . In Teststrahlungsmessungen wurde für Elektronen eine Auflösung von  $\sigma(E_e)/E_e \approx 12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$  und für geladene Pionen eine Auflösung von  $\sigma(E_\pi)/E_\pi \approx 50\%/\sqrt{E_\pi} \oplus 2\%$  erreicht. Die Energiekalibration für elektromagnetische Energien ist mit einer Unsicherheit von 3% durch den Vergleich von Impulsmessung im Spurkammersystem und Energiemessung im Kalorimeter bei Elektronen und Positronen bestätigt worden. Aus dem Studium der Balance der Transversalimpulse in  $NC$  Ereignissen konnte die Energiekalibration für hadronische Energien mit einer Unsicherheit von 5% bestätigt werden [2].
- Im Bereich  $0.7^\circ < \Theta < 3.3^\circ$  befindet sich ein Silizium-Kupfer Kalorimeter.
- Im Rückwärtsbereich ( $151^\circ < \Theta < 177^\circ$ ) vervollständigt ein Blei-Szintillator Kalorimeter (backward electromagnetic calorimeter, BEMC) das Kalorimetersystem.

Eine supraleitende zylindrische Spule umgibt das Kalorimetersystem und liefert ein Magnetfeld von 1.15 Tesla. Der Detektor wird von dem **Myon-System** abgeschlossen:

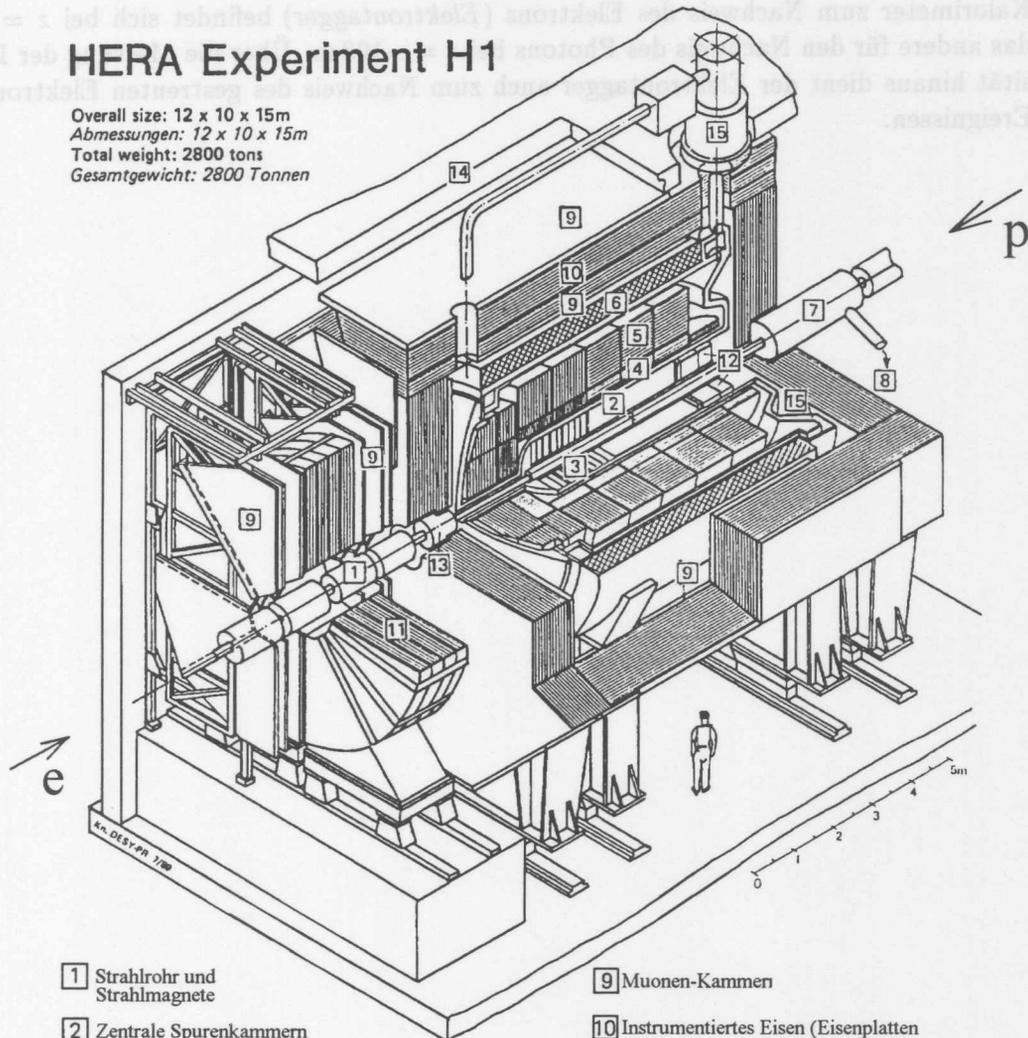
- Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Feldes ist mit Streamerkammern instrumentiert, welche sowohl digital als auch analog ausgelesen werden können. Die analoge Auslese ermöglicht eine Energiemessung, das System stellt somit ein Eisen-Streamerkammer Kalorimeter dar. Aufgrund der digitalen Auslese können Teilchenspuren rekonstruiert werden.
- Im Winkelbereich  $5^\circ < \Theta < 20^\circ$  befindet sich ein aus einem Toroidmagneten und Driftkammern bestehendes Myon-Spektrometer.

Kompletiert wird der H1 Detektor durch:

- dem in 2 Ebenen aus Szintillationszählern aufgebautem **Flugzeit-System** (time of flight system, TOF), welches sich in einem Abstand von  $z \approx -2$  m vom nominellen Wechselwirkungspunkt hinter dem BEMC befindet.

## HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m  
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m  
 Total weight: 2800 tons  
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- |  |  |
|--|--|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete                   | 9 Muonen-Kammern   |
| 2 Zentrale Spurenkammern                         | 10 Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten und Streamerröhren-Detekoren)  |
| 3 Vorwärtsspurkammer und Übergangstrahlungsmodul | 11 Muon-Toroidmagnet   |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)         | } Flüssig Argon  |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)           |  |
| 6 Supraleitende Spule                            | 12 rückwärtige Spurenkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 7 Kompensationsmagnet                            | 13 Vorwärts-Kalorimeter  |
| 8 Helium Kälteanlage                             | 14 Betonabschirmung  |
|  | 15 Flüssig Argon Kryostat  |

Abbildung 3.2: Der H1 Detektor

- 2 doppelten Szintillatorwänden — dem **Vetowand-System** — in Abständen von  $z = -6.5$  m und  $z = -8.1$  m vom Wechselwirkungspunkt.
- dem **Luminositäts-System**, mit dem über die Messung des Bremsstrahlungsprozesses  $ep \rightarrow ep\gamma$  die Luminosität gemessen wird. Es besteht aus 2 Kristall-Kalorimetern: Das Kalorimeter zum Nachweis des Elektrons (*Elektrontracker*) befindet sich bei  $z = -33$  m, das andere für den Nachweis des Photons bei  $z = -103$  m. Über die Messung der Luminosität hinaus dient der Elektrontracker auch zum Nachweis des gestreuten Elektrons in  $\gamma p$  Ereignissen.

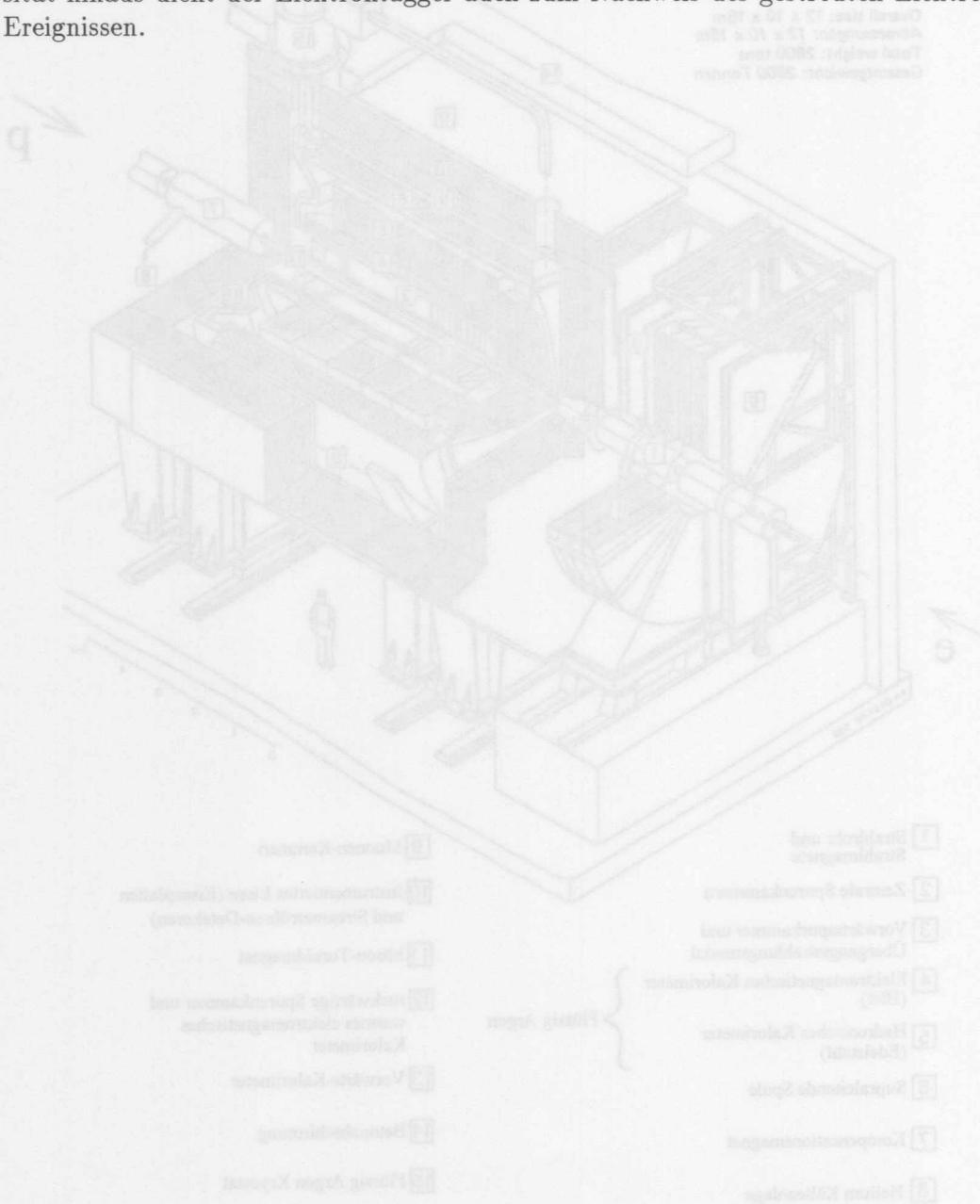


Abbildung 3.3: Der H1 Detektor

### 3.3 Der H1 Trigger

Aufgabe des Triggersystems ist die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet oder verworfen werden soll. Eine Herausforderung an das Triggersystem ist bei HERA der kurze Abstand zweier Bunchcrossings von 96 ns. Zu vergleichen ist diese Zeit mit der Zeit, die ein vollständiges Auslesen eines Ereignisses beansprucht. Diese Auslesezeit kann bis zu 1 ms, also einer Zeit von 10000 Bunchcrossings betragen. Zur Minimierung der Zeit, in der ein Auslesevorgang die Aufzeichnung weiterer Ereignisse verhindert, wird bei H1 wie folgt vorgegangen:

- Die Triggerentscheidung wird in mehreren Stufen getroffen. In der ersten Stufe (*level 1*, L1) wird aufgrund gesonderter, von den Detektorkomponenten zur Verfügung gestellter Triggerinformationen binnen  $2\ \mu\text{s}$  die Entscheidung getroffen, ein Ereignis zu verwerfen oder weiterzuverarbeiten. In den beiden — bislang noch nicht genutzten — weiteren Stufen L2 und L3 stehen mehr Detektorinformationen zur Verfügung und es soll innerhalb von  $20\ \mu\text{s}$  bzw.  $800\ \mu\text{s}$  eine Triggerentscheidung fallen. Die endgültige Entscheidung in der vierten Triggerstufe L4 kann dann anhand des vollständig ausgelesenen Ereignisses getroffen werden.
- Die Detektorinformation wird zu jedem Bunchcrossing  $2.4\ \mu\text{s}$  in einer sogenannten *Pipeline* gespeichert. Da die erste Triggerstufe L1 eine Entscheidungszeit  $< 2.4\ \mu\text{s}$  hat, wird durch L1 keine Totzeit verursacht.

Neben der Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll, muß schon in der ersten Triggerstufe L1 dem Ereignis ein bestimmtes Bunchcrossing zugeordnet werden. Die Auslese der Detektorinformationen erfolgt dann bezüglich dieses Bunchcrossings. Wird dem Ereignis etwa durch eine zufällige Koinzidenz mit einem Untergrundereignis ein falsches Bunchcrossing zugeordnet, so werden unter anderem die Energiemessungen verfälscht. Auch die Spurmessungen sind beeinträchtigt: In Abb. 3.3(a) ist die Radialansicht des Spurkammersystem eines Ereignisses mit falsch zugeordnetem Bunchcrossing, in Abb. 3.3(b) diejenige eines Ereignisses mit korrekt zugeordnetem Bunchcrossing dargestellt. Deutlich zu sehen ist, daß in dem Ereignis mit fehlerhafter Zuordnung die Hits in der Spurkammer abschnittsweise gegeneinander verschoben sind.

#### Die Triggerstufe L1

##### Überblick

Die für die L1 Triggerentscheidung benutzten Detektorinformationen werden in insgesamt 128 Bits — den *Triggerelementen* — codiert. Triggerelemente enthalten Informationen wie:

- das Ereignis erfüllt eine für ein zu untersuchendes Ereignis charakteristische Bedingung: z.B. die Energie im Kalorimeter übersteigt einen Schwellenwert.
- das Ereignis erfüllt eine Bedingung, die eine gute Zeitauflösung hat und somit eine eindeutige Zuordnung zu einem bestimmten Bunchcrossing erlaubt. Eine solche häufig wenig einschränkende Forderung kann mit anderen, härteren Bedingungen kombiniert werden.
- das Ereignis erfüllt eine Bedingung, die charakteristisch für Untergrundprozesse ist. Solch eine Bedingung kann als Veto dienen. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn es gewissen Bedingungen genügt, diese spezielle Vetobedingung aber NICHT erfüllt.

Die 128 Triggerelemente können logisch zu insgesamt 128 Triggerbedingungen verknüpft werden [22]. Wenn mindestens eine dieser 128 Triggerbedingungen erfüllt ist, wird das Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert.

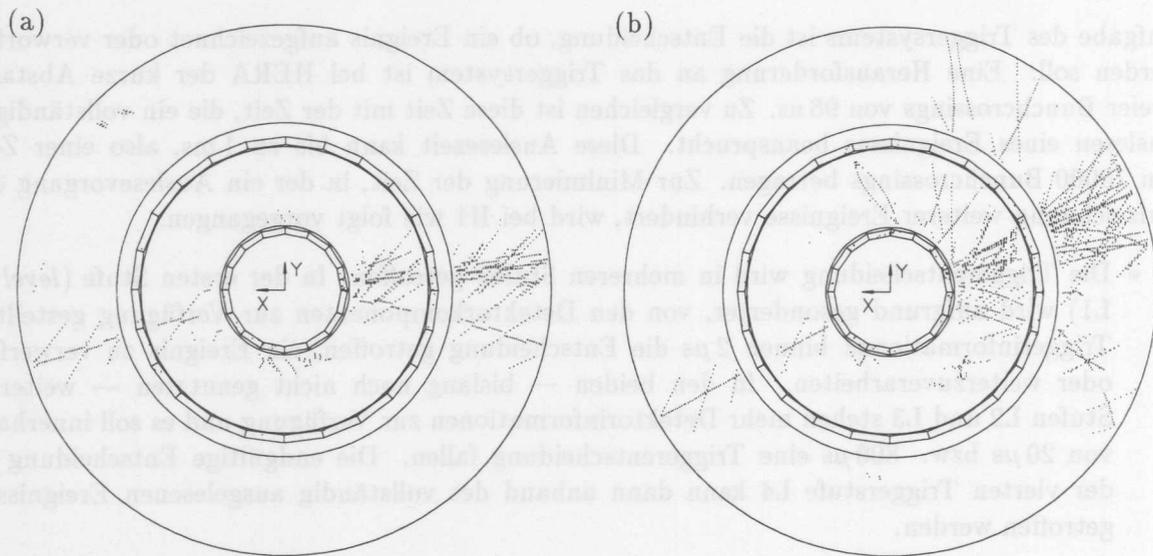


Abbildung 3.3: H1 Spurkammersystem in der Projektion senkrecht zur Strahlachse. Gezeigt werden die durch geladene Spuren verursachten Hits. In (a) sind die Hits abschnittsweise gegeneinander verschoben: Das Ereignis wurde zum falschen Zeitpunkt ausgelesen. Aus dem Maß der Verschiebung läßt sich der richtige Zeitpunkt ableiten. Das Ereignis in (b) wurde zum richtigen Zeitpunkt ausgelesen. Falsche Zuordnungen ergeben sich z.B. durch zufällige Koinzidenzen von Ereignissen.

Die Triggerelemente selbst werden aus schnell zugänglichen Detektorinformationen gebildet. Diese werden zum Teil von speziell für den Trigger konzipierten Detektorkomponenten wie den Proportionalkammern zur Verfügung gestellt. Ein anderer Teil der Triggerinformationen stammt aus einer — unabhängig von dem eigentlichen Auslesevorgang erfolgenden — schnelleren Verarbeitung der Daten.

Die Werte der Triggerelemente werden nicht nur zu dem Zeitpunkt des Bunchcrossings ausgelesen und aufgezeichnet, das dem Ereignis tatsächlich zugeordnet wird, sondern es werden auch die Werte zu den 5 Bunchcrossings vor und nach diesem Zeitpunkt aufgezeichnet. Diese Informationen werden unter anderem für die Untersuchung der Frage benutzt, ob ein Ereignis tatsächlich zum korrekten Zeitpunkt ausgelesen wurde.

### L1 Triggerelemente vom LAr-Kalorimeter

In dieser Arbeit sind die Triggerelemente, die von dem Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter zur Verfügung gestellt werden, von besonderem Interesse.

- Um L1 Triggerinformationen bereitstellen zu können, werden die etwa 45000 elektronischen Kanäle der LAr-Kalorimeters parallel zur eigentlichen Auslese von dem LAr-Triggersystem verarbeitet (Abb. 3.4). Dabei erstreckt sich die Integration der Signale über einen kürzeren Zeitraum als bei der normalen Auslese. Diese verkürzte Integrationszeit führt zu einer verminderten Präzision der Messung und einem größeren Einfluß von Rauschsignalen (*noise*). Außerdem werden von dem LAr-Triggersystem nicht alle elektronischen Kanäle des Kalorimeters genutzt. Insbesondere wurden 1992 und 1993 die Signale der innersten Lage des Kalorimeters nicht berücksichtigt.
- Die Signale der einzelnen Kanäle werden zu *Trigger Tower* (TT) gruppiert. Die TT zeigen in Richtung des nominellen Wechselwirkungspunktes und unterteilen das Kalorimeter in

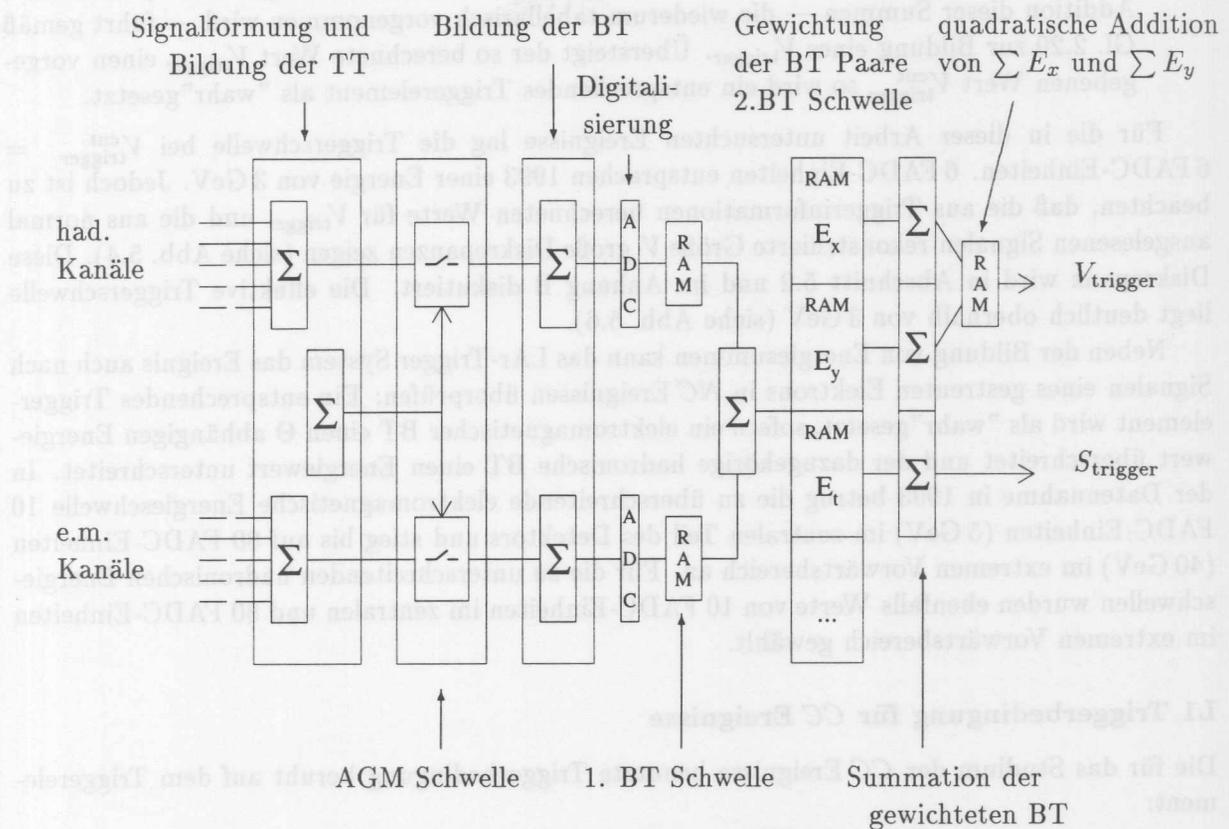


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Aufbaus des LAr-Triggersystems (Ausschnitt, vgl. [21]).

23  $\Theta$ - und bis zu 32  $\Phi$ -Bereiche. Nur wenn die Energiesumme eines TT im elektromagnetischen Teil und des dahinterliegenden TT im hadronischen Teil des Kalorimeters einen Schwellenwert überschreitet, werden die Signale weiterverarbeitet. Diese — im folgenden als AGM Schwelle bezeichnete Energieschwelle — betrug 1993 nominell 1.2 GeV und lag damit  $5\sigma$  oberhalb des typischen Rauschsignals.

- Abhängig von der  $\Theta$ -Region werden 1 bis 4 TT zu *Big Tower* (BT) zusammengefaßt. Insgesamt werden 240 BT im elektromagnetischen und 240 korrespondierende BT im hadronischen Teil des Kalorimeters gebildet. Die (analogen) Signale werden mit FADC's (*flash analog to digital convertern*) zu FADC-Einheiten digitalisiert. Bei der Datennahme der Jahre 1992 und 1993 entsprach eine FADC-Einheit einem Signal von 0.5 GeV. Zu beachten ist, daß die analogen Energien nicht gerundet, sondern abgeschnitten werden: ein Signal von 0.49 GeV geht verloren, ein Signal von 0.99 GeV wird zu lediglich einer FADC-Einheit digitalisiert.
- Nur wenn das Signal eines digitalisierten BT's einen — im folgenden als 1. BT-Schwelle bezeichneten — Schwellenwert übersteigt, wird das Signal weiterhin berücksichtigt. 1993 betrug diese 1. BT-Schwelle 1 FADC-Einheit. Die elektromagnetischen und hadronischen BT Paare werden zusammengefaßt und können mit verschiedenen tabellierten Gewichtungsfunktionen multipliziert werden. Dabei mußte 1993 die gewichtete Signalsumme des BT Paares einen Wert von 2 FADC-Einheiten — die 2. BT-Schwelle — übersteigen. Werden die BT mit Faktoren ( $\cos \Phi \cos \Theta$ ) bzw. ( $\sin \Phi \cos \Theta$ ) multipliziert und anschließend

aufsummiert, so ergeben sich der Energiefluß in  $x$  und  $y$  Richtung. Eine quadratische Addition dieser Summen — die wiederum tabellarisch vorgenommen wird — führt gemäß Gl. 2.20 zur Bildung eines  $V_{\text{trigger}}$ . Übersteigt der so berechnete Wert  $V_{\text{trigger}}$  einen vorgegebenen Wert  $V_{\text{trigger}}^{\text{cut}}$  so wird ein entsprechendes Triggererelement als "wahr" gesetzt.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse lag die Triggerschwelle bei  $V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} = 6$  FADC-Einheiten. 6 FADC-Einheiten entsprachen 1993 einer Energie von 3 GeV. Jedoch ist zu beachten, daß die aus Triggerinformationen berechneten Werte für  $V_{\text{trigger}}$  und die aus normal ausgelesenen Signalen rekonstruierte Größe  $V$  große Diskrepanzen zeigen (siehe Abb. 5.4). Diese Diskrepanz wird in Abschnitt 5.2 und im Anhang B diskutiert. Die effektive Triggerschwelle liegt deutlich oberhalb von 3 GeV (siehe Abb. 5.6).

Neben der Bildung von Energiesummen kann das LAr-Trigger System das Ereignis auch nach Signalen eines gestreuten Elektrons in  $NC$  Ereignissen überprüfen: Ein entsprechendes Triggererelement wird als "wahr" gesetzt, sofern ein elektromagnetischer BT einen  $\Theta$  abhängigen Energiewert überschreitet und der dazugehörige hadronische BT einen Energiewert unterschreitet. In der Datennahme in 1993 betrug die zu überschreitende elektromagnetische Energieschwelle 10 FADC-Einheiten (5 GeV) im zentralen Teil des Detektors und stieg bis auf 80 FADC-Einheiten (40 GeV) im extremen Vorwärtsbereich an. Für die zu unterschreitenden hadronischen Energieschwellen wurden ebenfalls Werte von 10 FADC-Einheiten im zentralen und 80 FADC-Einheiten im extremen Vorwärtsbereich gewählt.

### L1 Triggerbedingung für $CC$ Ereignisse

Die für das Studium der  $CC$  Ereignisse benutzte Triggerbedingung beruht auf dem Triggererelement:

$$V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} = 6 \text{ FADC-Einheiten } (= 3 \text{ GeV}).$$

Wie zuvor ausgeführt, muß dieses Triggererelement noch mit einem Triggererelement guter Zeitauflösung verknüpft werden. In dieser Untersuchung wird dazu ein Triggererelement benutzt, welches von dem  $z$ -Vertex Trigger [23] aus den zentralen Proportionalkammern und der innersten Vorwärts-Proportionalkammer gewonnen wird. Das Triggererelement wird als "wahr" gesetzt, wenn die Signale von mindestens 3 aus 4 Proportionalkammerlagen verträglich sind mit dem Signal einer vom nominellen Wechselwirkungspunkt ( $\pm 40$  cm) stammenden Spur.

Die Triggerbedingung:  $[V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}}] \wedge [z\text{-Vertex-Zeitsignal}]$  wird noch mit einem vom Flugzeit System (TOF) bereitgestelltem Vetosignal verknüpft. Dieses TOF Triggererelement wird dann als "wahr" gesetzt, wenn das im TOF gemessene Zeitsignal unverträglich mit dem Signal eines Teilchens ist, das zum Zeitpunkt des Bunchcrossings am Wechselwirkungspunkt erzeugt wurde.

Die L1 Triggerbedingung für  $CC$  Ereignisse hat somit die Form:

$$[V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}}] \wedge [z\text{-Vertex-Zeitsignal}] \wedge [\overline{\text{TOF-Vetosignal}}] \quad (3.1)$$

### Die Triggerstufe L4

In der L4 Triggerstufe kann auf alle Informationen des vollständig ausgelesenen Ereignisses zurückgegriffen werden. Die Verarbeitung dieser Informationen erfolgt teilweise mit den gleichen Programmen, die auch bei der Rekonstruktion der Rohdaten (siehe Abschnitt 3.4) und der Vorselektion benutzt werden.

Im wesentlichen wurde 1993 untersucht, ob sich die Triggerbedingungen, die zu einer positiven L1 Entscheidung führten, auch mit den in der L4 Stufe verfügbaren zusätzlichen Informationen verifizieren lassen. In Abhängigkeit von der L1 Triggerbedingung wurden außerdem auch noch zusätzliche Algorithmen zur Identifikation von Untergrundereignissen angewandt.

### 3.4 Die Erfassung und Verarbeitung der Daten

#### Datenfluß

Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse wurden bei der Datennahme 1993 zur zentralen IBM des DESY Rechenzentrums übermittelt und dort einerseits als *Rohdaten* auf Magnetbändern gespeichert, andererseits auf Silicon Graphics (SGI) Rechner transferiert. Auf diesen SGI Rechnern wurden die Rohdaten rekonstruiert. Einige für diese Arbeit wichtige Rekonstruktionsschritte seien hier kurz skizziert (siehe auch Anhang A).

- Ausgehend von deponierten Ladungen in LAr-Kalorimeterzellen werden zunächst Näherungswerte der deponierten Energien bestimmt. Anschließend erfolgt eine Korrektur der Energieverluste im inaktiven Material vor dem Kalorimeter und zwischen den Kalorimetersegmenten. Schließlich wird berücksichtigt, daß es sich bei dem LAr-Kalorimeter um ein nicht kompensierendes Kalorimeter handelt und die deponierten Energien werden entsprechend des in hadronischen Schauern deponierten Anteils gewichtet.
- Aus Zell-Gruppen im LAr-Kalorimeter und der anderen Kalorimetern werden *Cluster* gebildet. Dabei kann ein Cluster aus Zellen verschiedener Kalorimeter gebildet werden.
- Die Rekonstruktion der Spuren erfolgt durch einen Fit an gemessenen Hits in den Spurkammern. Zunächst erfolgt eine Rekonstruktion basierend auf Hits in jeweils einer Spurkammer. In weiteren Rekonstruktionsstufen werden Spurinformatoren unterschiedlicher Spurkammern miteinander kombiniert.
- Bei dem Fit von Spuren in der zentralen Driftkammer wird der Zeitpunkt, an dem das geladene Teilchen die Spurkammer durchquerte, nicht vorgegeben. Daher können auch in Ereignissen, die einem falschen Bunchcrossing zugeordnet wurden (vgl. Abb. 3.3(a)) noch Spuren rekonstruiert werden. Es kann sogar mit einer Auflösung von 1.5 ns der zeitliche Abstand zwischen der Bildung des Spurensystems und dem Zeitpunkt des nominellen Bunchcrossings bestimmt werden.
- Aus den Spurinformatoren kann ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden. In dieser Arbeit werden zur Vertex-Rekonstruktion nur Spuren der zentralen Driftkammern benutzt.

Nach der Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt eine erste Vorselektion (im folgenden POT-Selektion genannt) und die akzeptierten Ereignisse werden auf *Physics Output Tapes* (POT's) abgespeichert. Um einen einfachen Zugriff auf die Daten zu erlauben, wurde die Datenmenge in einem zweiten Schritt (im folgenden als DST-Selektion bezeichnet) weiter reduziert. Die akzeptierten Ereignisse werden auf den *Data Summary Tapes* (DST's) gespeichert und bilden die Grundlage für die endgültige Selektion.

Die POT- und DST-Selektion erfolgte dabei als ein 'oder' unterschiedlicher, analyseabhängiger Vorselektionskriterien. Für die Selektion von *CC* Ereignissen wurde in der POT-Selektion ein minimaler Wert für die vektorielle Transversalimpulssumme von  $V > 10 \text{ GeV}$  verlangt, in der DST-Selektion wurden darüberhinaus schwache Kriterien an das Spursystem gestellt (siehe Kap. 4.2).

Eingebettet in den normalen Datenfluß wurden etwa alle 10 Sekunden spezielle *Non-Event Ereignisse* aufgezeichnet, die keine *ep* Ereignisse darstellen, sondern lediglich Informationen über den Status des Detektors und der Luminosität enthalten. Diese Non-Event Ereignisse wurden auf speziellen Datensätzen gespeichert.

### 3.5 Die Ereignissimulation

Mit simulierten, sogenannten *Monte Carlo* Daten ist es möglich, den Einfluß von teilweise komplexen Detektoreffekten auf die Messung zu untersuchen. Dazu müssen zunächst Ereignisse mit einem Ereignisgenerator generiert werden. Dann erfolgt eine Simulation des Ansprechverhalten des Detektors durch das Detektorsimulationsprogramm. Die simulierten Ereignisse können anschließend wie reale Ereignisse rekonstruiert werden.

#### Generation

Für die vorliegende Arbeit wurden *CC* und *NC* Ereignisse mit dem Programm DJANGO 1.0 [24] generiert. DJANGO 1.0 verknüpft die Ereignisgeneratoren HERACLES 3.1 [25] für die Simulation der elektroschwachen Wechselwirkung und LEPTO 5.2 [26] für die Simulation von QCD Effekten. Die Berücksichtigung der QCD Effekte höherer Ordnung erfolgt durch einen Parton-Schauer Algorithmus. Es wurde die MRSD<sup>-</sup> Parametrisierung [13] der Quarkverteilungen benutzt.

Für einige systematische Studien (siehe Abschnitt 5.1) wurden darüberhinaus sowohl alternative Möglichkeiten der Berücksichtigung von QCD Effekten höherer Ordnung als auch eine alternative Wahl der Parametrisierung der Quarkverteilung untersucht.

#### Simulation des Detektors

Die Detektorsimulation beruht auf dem GEANT Programm [27]. Um die Simulation zu beschleunigen, wurde teilweise die detaillierte GEANT Simulation der Schauer im Kalorimeter durch eine Schauer-Parameterisierung [28] ersetzt.

Bei der Simulation des LAr Kalorimeters werden Beiträge, die der Größe gemessenerer Rauschsignale entsprechen, hinzuaddiert [29].

Die Detektorsimulation kann den Bedingungen einer bestimmten Datennahmeperiode angepaßt werden. Bei der Simulation der 1993er Daten wurde z.B. berücksichtigt, daß Anfang 1993 einige Drähte in der zentralen Driftkammer gerissen waren.

Label wird die systematische Unsicherheit der Luminositätsbestimmung mit dem H1 Label nichtsystematisch von der Unsicherheit bei der Akzeptanzbestimmung dominiert. Dagegen ist die statistische Unsicherheit bei dem betrachteten Klein-Winkel Formstrahlungsprozess vernachlässigbar.

## Kapitel 4

# Die Selektion

### 4.1 Die Daten

Diese Arbeit beruht auf den Daten, die vom H1 Experiment im Jahre 1993 genommen worden sind. Insgesamt wurde eine Datenmenge entsprechend einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 568 \text{ nb}^{-1}$  aufgezeichnet. Um möglichst konstante experimentelle Bedingungen zu gewährleisten, wurden für diese Analyse ausgeschlossen:

- Daten, die vor dem 16. August genommen wurden ( $\mathcal{L} = 60 \text{ nb}^{-1}$ ). Für diese Daten stehen einige für diese Studie relevanten Informationen über den Detektorstatus nicht zur Verfügung.
- Daten, die in der Zeit zwischen dem 28. August und dem 18. September aufgezeichnet wurden ( $\mathcal{L} = 100 \text{ nb}^{-1}$ ), in welcher der H1 Magnet ausgefallen war.
- Daten, die am 28. und 29. September bei einem verschobenen nominellen Wechselwirkungspunkt angesammelt wurden ( $\mathcal{L} = 2.5 \text{ nb}^{-1}$ ).

An die verbleibende Daten ( $\mathcal{L} = 406 \text{ nb}^{-1}$ ) werden weitere Qualitätskriterien gestellt:

- Die Hochspannungen der für die Analyse notwendigen Detektorkomponenten sind auf ihren Nominalwerten. Als notwendige Detektorkomponenten werden dabei angesehen:
  - Das LAr-Kalorimeter (notwendig für Energiemessung und den Trigger)
  - Die zentralen Driftkammern (Rekonstruktion des Ereignis-Vertex)
  - Die zentralen Proportionalkammern (Trigger)
  - Das Myonsystem (Verwerfen von Untergrundereignissen)
- Die benutzte Triggerbedingung (Gl. 3.1) war aktiviert.

Bei der Korrektur der integrierten Luminosität auf den Status der Hochspannung der einzelnen Detektorkomponenten ist zu beachten, daß sich dieser Status auch innerhalb eines *Runs* (der kleinsten abgegrenzten Periode der Datennahme) ändern kann. Die Luminositätsberechnung erfolgt daher nicht durch ein Aufsummieren der integrierten Luminositäten geeigneter *Runs*, sondern durch eine Integration der Luminositätswerte in den Non-Event Ereignissen (siehe Abschnitt 3.4), in denen darüberhinaus auch der momentane Detektorstatus abgespeichert wurde.

Nach allen Korrekturen ergibt sich für die den benutzten Daten entsprechende integrierte Luminosität [2],[30]:

$$\mathcal{L} = 348 \pm 17 \text{ nb}^{-1}. \quad (4.1)$$

Dabei wird die systematische Unsicherheit der Luminositätsbestimmung mit dem H1 Luminositätssystem von der Unsicherheit bei der Akzeptanzbestimmung dominiert. Dagegen ist die statistische Unsicherheit bei dem betrachteten Klein-Winkel Bremsstrahlungsprozeß vernachlässigbar.

# Kapitel 4 Die Selektion

## 4.1 Die Daten

Diese Arbeit beruht auf den Daten, die vom H1 Experiment im Jahre 1993 genommen wurden. Insgesamt wurde eine Datenmenge entsprechend einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 500 \text{ nb}^{-1}$  aufgeschichtet. Um möglichst konstante experimentelle Bedingungen zu gewährleisten, wurden für diese Analyse ausgeschlossen:

- Daten, die vor dem 16. August genommen wurden ( $\mathcal{L} = 60 \text{ nb}^{-1}$ ). Für diese Daten stehen einige für diese Studie relevanten Informationen über den Detektorstatus nicht zur Verfügung.
- Daten, die in der Zeit zwischen dem 28. August und dem 18. September aufgeschichtet wurden ( $\mathcal{L} = 100 \text{ nb}^{-1}$ ), in welcher der H1 Magnet ausgeschaltet war.
- Daten, die am 28. und 29. September bei einem verschobenen nominalen Wechselwirkungsrate aufgeschichtet wurden ( $\mathcal{L} = 2,5 \text{ nb}^{-1}$ ).

An die verbleibende Daten ( $\mathcal{L} = 400 \text{ nb}^{-1}$ ) wurden weitere Qualitätskriterien gestellt:

- Die Hochspannungen der für die Analyse notwendigen Detektorkomponenten sind auf ihren Nominalwert. Als notwendige Detektorkomponenten werden dabei angesehen:
  - Das LAr-Kalorimeter (notwendig für Energiemessung und den Trigger)
  - Die zentralen Driftkammern (Rekonstruktion des Ereignis-Vektors)
  - Die zentralen Proportionalkammern (Trigger)
  - Das Myonensystem (Verwerfen von Untergrundereignissen)
- Die benutzte Triggerbedingung (Gl. 3.1) war aktiviert.

Ist der Korrektur der integrierten Luminosität auf den Status der Hochspannung der einzelnen Detektorkomponenten ist zu beachten, daß sich dieser Status auch innerhalb eines Runs (der kleinsten abgegrenzten Periode der Datennahme) ändern kann. Die Luminositätsberechnung erfolgt dabei nicht durch ein Annehmen der integrierten Luminositäten gewisser Runs, sondern durch eine Integration der Luminositätswerte in den Non-Event Ereignissen (siehe Abschnitt 3.4), in denen der momentane Detektorstatus abgespeichert wurde. Nach allen Korrekturen ergibt sich für die den benötigten Daten entsprechende integrierte Luminosität [2],[30]:

$$\mathcal{L} = 398 \pm 17 \text{ nb}^{-1} \quad (4.1)$$

## 4.2 Die Vorselektion

### POT-Selektion von $CC$ Kandidaten

Die POT- (Physics Output Tapes-) Selektion (siehe Abschnitt 3.4) erfolgt bereits direkt nach der erstmaligen Rekonstruktion der Daten. Auf Ereignisse, die bei dieser Selektion verworfen werden, kann nur mit großem Aufwand wieder zurückgegriffen werden. Somit sollten für die POT-Selektion nur solche Größen verwandt werden, die weder stark von den Details der benutzten Version des Rekonstruktionsprogramms noch von erst im nachhinein genauer bestimmten Kalibrationskonstanten abhängen. Für die vorliegende Untersuchung mit dem Ziel der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes bei Transversalimpulsen  $p_{\perp} > 25$  GeV ist es naheliegend, einen Schnitt in der vektoriellen Transversalimpulssumme vorzunehmen. Aus den Zell-Energien des LAr-Kalorimeters und des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) werden die Summen  $E_x^{\text{cell}}$  und  $E_y^{\text{cell}}$  berechnet:

$$E_x^{\text{cell}} = \sum_{\text{LAr,BEMC-Zellen}} E_{x,i} = \sum_{\text{LAr,BEMC-Zellen}} E_i \cos \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.2)$$

$$E_y^{\text{cell}} = \sum_{\text{LAr,BEMC-Zellen}} E_{y,i} = \sum_{\text{LAr,BEMC-Zellen}} E_i \sin \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.3)$$

wobei  $\Phi_i$  und  $\Theta_i$  die Winkel der Zell-Positionen zum nominellen Wechselwirkungspunkt darstellen. Aus diesen Energiesummen wird die Größe  $V^{\text{POT}}$  berechnet:

$$V^{\text{POT}} = \sqrt{E_x^{\text{cell}2} + E_y^{\text{cell}2}} \quad (4.4)$$

Als POT Bedingung für  $CC$  Ereignisse wurde gewählt:

$$V^{\text{POT}} > 10 \text{ GeV} \quad (4.5)$$

Die Korrelation dieser Größe  $V^{\text{POT}}$  mit dem generierten Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des gestreuten Neutrinos ist für Monte Carlo Ereignisse in Abb 4.1 gezeigt. Durch einen Schnitt von  $V^{\text{POT}} > 10$  GeV sind keine nennenswerte Verluste von Ereignissen mit  $p_{\perp} > 25$  GeV zu erwarten.

### POT-Selektion von $NC$ Kandidaten

Es ist naheliegend, für die Selektion von  $NC$  Ereignissen Eigenschaften des gestreuten Elektrons auszunutzen. In der Tat wurde etwa für die POT-Selektion der  $NC$  Ereignisse bei der Messung der Strukturfunktion  $F_2$  [11] dieser Weg beschritten. Für die vorliegende Studie sollen die  $NC$  Ereignisse in erster Linie dem Vergleich mit  $CC$  Ereignissen dienen. Daher muß hier die Selektion der  $NC$  Ereignisse möglichst analog zur Selektion der  $CC$  Ereignisse erfolgen — basierend vor allem auf dem hadronischen System der  $NC$  Ereignisse ([3]). Parallel zu dem Schnitt  $V^{\text{POT}} > 10$  GeV für  $CC$  Kandidaten soll also ein Schnitt  $V_{\text{had}}^{\text{POT}} > 10$  GeV vorgenommen werden. Dabei soll  $V_{\text{had}}^{\text{POT}}$  die vektorielle Transversalimpulssumme bei Nichtberücksichtigung des Elektrons darstellen. Konkret wird wie folgt vorgegangen:

- Zunächst werden die Cluster des Ereignisses betrachtet. Aus der Energie  $E^{\text{cluster},\text{LAr}}$ , die ein Cluster  $i$  im LAr-Kalorimeter deponiert, werden die Energiekomponenten  $E_x^{\text{cluster},\text{LAr}}$  und  $E_y^{\text{cluster},\text{LAr}}$  berechnet:

$$E_x^{\text{cluster},\text{LAr}} = E^{\text{cluster},\text{LAr}} \cos \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.6)$$

$$E_y^{\text{cluster},\text{LAr}} = E^{\text{cluster},\text{LAr}} \sin \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.7)$$

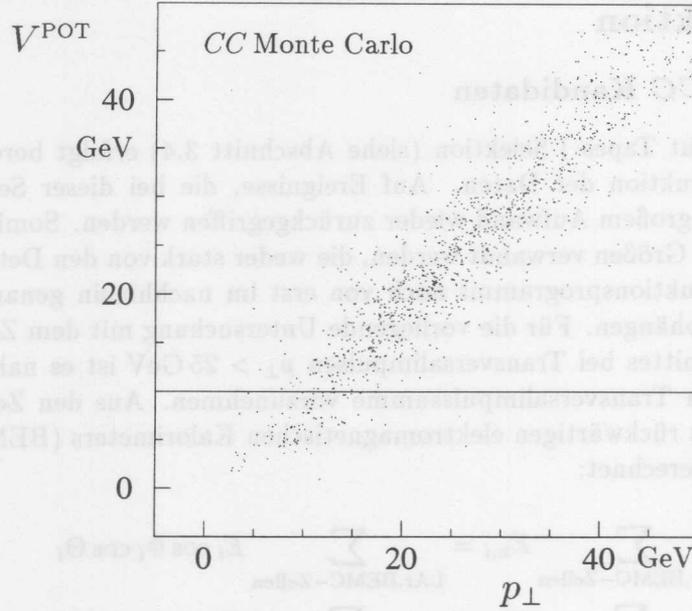


Abbildung 4.1: Die bei der POT-Selektion benutzte Größe  $V^{\text{POT}}$  in Abhängigkeit von dem generierten Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des Neutrinos in CC Monte Carlo Ereignissen ( $Q_{\text{gen}}^2 > 200 \text{ GeV}$ ,  $\Theta_{\nu} > 145^\circ$ ). Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $V^{\text{POT}} = 10 \text{ GeV}$ .

- Sofern der Transversalimpuls  $E_t^{\text{cluster}, \text{LAr}} = \sqrt{(E_x^{\text{cluster}, \text{LAr}})^2 + (E_y^{\text{cluster}, \text{LAr}})^2}$  des Clusters  $i$  den Wert von 5 GeV übersteigt, wird ein  $V_i^{\text{POT}}$  gebildet:

$$V_i^{\text{POT}} = \sqrt{(E_x^{\text{cell}} - E_x^{\text{cluster}, \text{LAr}})^2 + (E_y^{\text{cell}} - E_y^{\text{cluster}, \text{LAr}})^2} \quad (4.8)$$

- Schließlich wird der maximale  $V_i^{\text{POT}}$  Wert in dem Ereignis als  $V_{\text{had}}^{\text{POT}}$  bezeichnet:

$$V_{\text{had}}^{\text{POT}} = \max_i \{V_i^{\text{POT}}\} \quad (4.9)$$

Sofern für das auf diese Weise gebildete  $V_{\text{had}}^{\text{POT}}$  gilt:

$$V_{\text{had}}^{\text{POT}} > 10 \text{ GeV} \quad (4.10)$$

wird das Ereignis von der POT-Selektion als *NC* Kandidat akzeptiert.

Die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des Elektrons und dem  $V_{\text{had}}^{\text{POT}}$  ist in Abb. 4.2 dargestellt. Für kleine Werte von  $p_{\perp}$  läßt sich im allgemeinen kein Cluster mit  $E_t^{\text{cluster}, \text{LAr}} > 5 \text{ GeV}$  finden, so daß  $V_{\text{had}}^{\text{POT}} = 0 \text{ GeV}$  gesetzt wird. Für größere Werte von  $p_{\perp} \gtrsim 20 \text{ GeV}$  ist die Korrelation jedoch ebenso gut wie die entsprechende Korrelation bei *CC* Ereignissen.

### DST-Selektion von *CC* und *NC* Kandidaten

Bei der DST- (Data Summary Tapes-) Selektion (siehe Abschnitt 3.4) wird sowohl für *CC* als auch für *NC* Kandidaten die gleiche schwache Bedingung an das Spursystem gestellt. Gefordert wird die Existenz einer Spur im zentralen Spurrkammersystem (CTKR-Spur, siehe Anhang A.2) mit folgenden Eigenschaften:

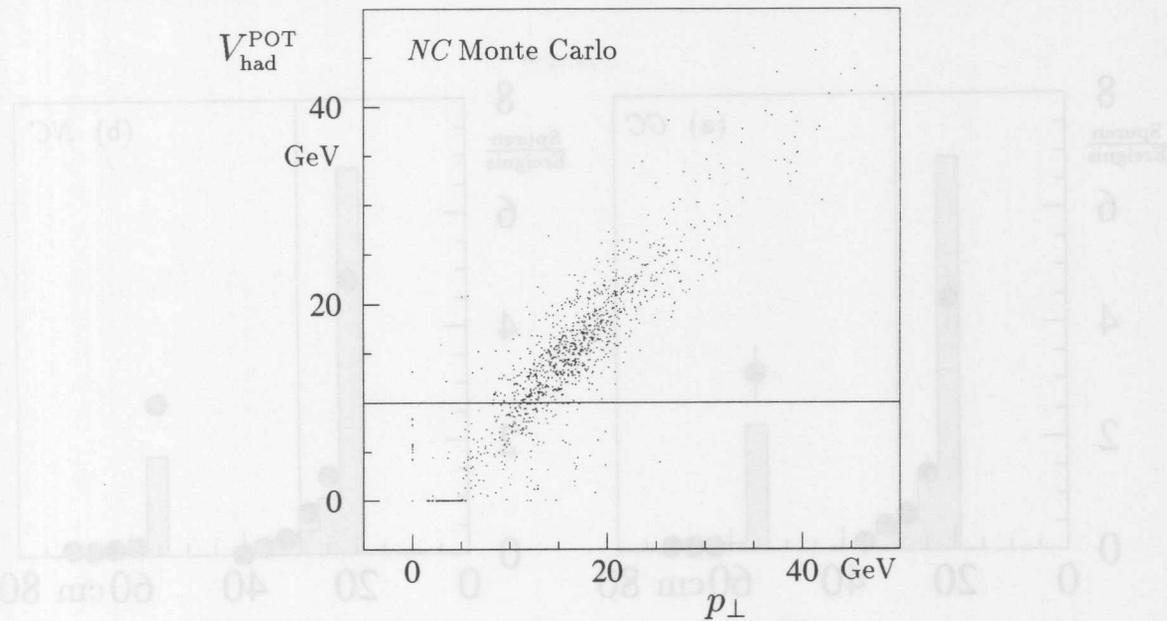


Abbildung 4.2: Die bei der POT-Selektion benutzte Größe  $V_{\text{had}}^{\text{POT}}$  in Abhängigkeit von dem generierten Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des Elektrons in NC Monte Carlo Ereignissen ( $Q_{\text{gen}}^2 > 200 \text{ GeV}$ ,  $\Theta_{e^-} > 145^\circ$ ). Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $V_{\text{had}}^{\text{POT}} = 10 \text{ GeV}$ .

- Die Spur beginnt bei einem Radius  $R_{\text{beg}} < 30 \text{ cm}$ .
- Die Differenz zwischen den Radien des Beginns  $R_{\text{beg}}$  und des Endes  $R_{\text{end}}$  der Spur ist größer als  $10 \text{ cm}$ .
- Für den minimalen Abstand der Spur zur  $z$ -Achse (Strahlachse)  $DCA$  (distance of closest approach) gilt:  $DCA < 5 \text{ cm}$ .
- Der  $z$  Wert  $z_0$  des Punktes mit minimalem Abstand zur  $z$  Achse hat einen Betrag kleiner als  $100 \text{ cm}$ .
- Die Spur hat zumindest einen Hit in der zentralen Driftkammer. Diese Bedingung schließt solche Spuren aus, die lediglich aus Hits in der rückwärtigen Proportionalkammer rekonstruiert wurden.

oder es existiert eine Spur im Vorwärts-Spurkammersystem (FTKR-Spur, siehe Anhang A.2) mit der Eigenschaft:

- Die Vorwärts-Spur wurde nicht ausschließlich aus Hits in den radialen Kammern rekonstruiert, sondern es wurde auch zumindest ein Hit in einer der planaren Kammern benutzt.

Die Kriterien für Spuren, die zur Rekonstruktion eines Ereignis-Vertex benutzt werden, sind restriktiver als diese DST Kriterien (siehe Anhang A.2). Bei Forderung nach der Existenz eines Ereignis-Vertex (wie sie bei der endgültigen Selektion tatsächlich erfolgt) muß der Einfluß dieser DST Spurbedingung nicht gesondert untersucht werden.

Für die 14 *CC* und die 74 *NC* Ereignisse, die auch den endgültigen Selektionskriterien genügten (siehe Abschnitt 4.4 und 4.6) sowie für die entsprechenden Monte Carlo Ereignissen sind in den Abbildungen 4.3 – 4.6 die Verteilungen der relevanten Spurparameter dargestellt. Dabei zeigen sowohl reale und simulierte Daten als auch *CC* und *NC* Ereignisse eine hinreichend gute Übereinstimmung.

In den Abbildung 4.7 und 4.8 sind schließlich für die *CC* und *NC* Ereignisse die Anzahlen der den Selektionskriterien genügenden zentralen bzw. Vorwärts-Spuren aufgetragen.

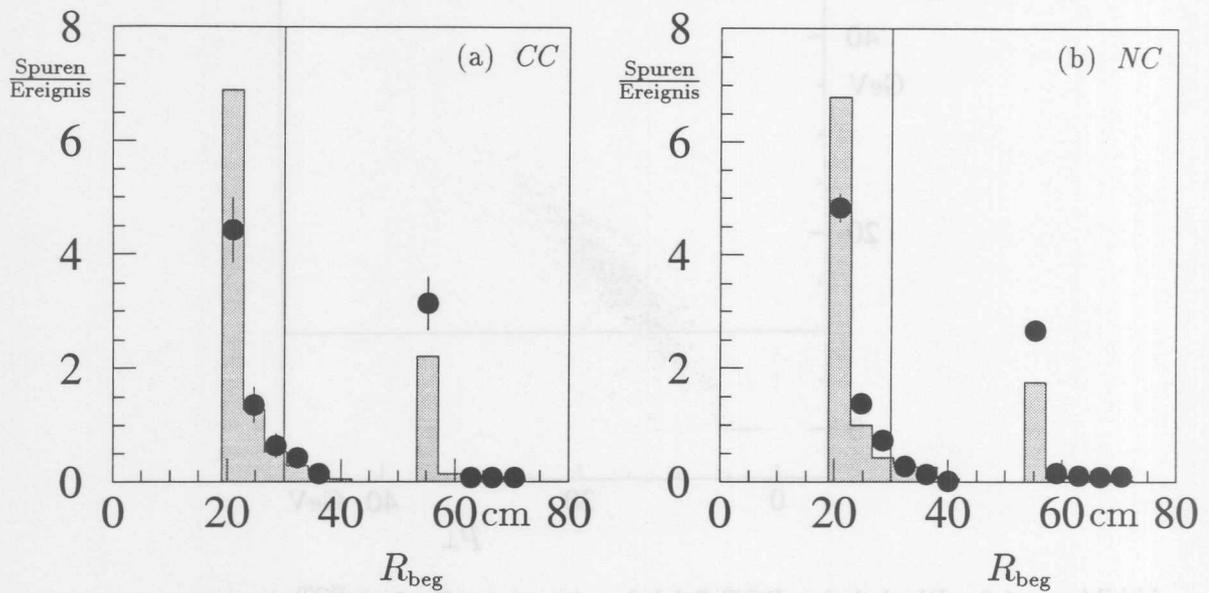


Abbildung 4.3: Radius des Spurbeginns  $R_{\text{beg}}$  von zentralen Spuren (pro Ereignis), die alle DST Anforderungen bis auf die  $R_{\text{beg}}$ -Bedingung erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen. Spuren mit  $R_{\text{beg}} > 50$  cm beginnen erst im äußeren Teil der zentralen Driftkammer. Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $R_{\text{beg}} = 30$  cm.

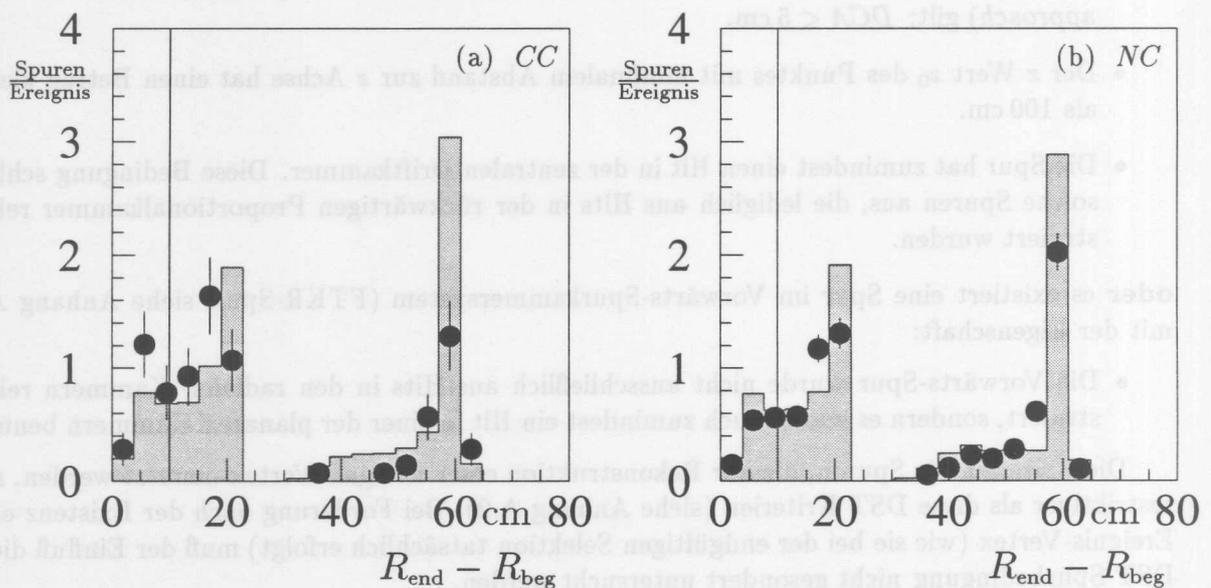


Abbildung 4.4: Differenz der Radien des Endes und des Beginns ( $R_{\text{end}} - R_{\text{beg}}$ ) von zentralen Spuren (pro Ereignis), die alle DST Anforderungen bis auf die  $(R_{\text{end}} - R_{\text{beg}})$ -Bedingung erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen. Spuren mit  $(R_{\text{end}} - R_{\text{beg}}) < 25$  cm sind auf jeweils einem Teil der zentralen Driftkammer beschränkt. Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $(R_{\text{end}} - R_{\text{beg}}) = 10$  cm.

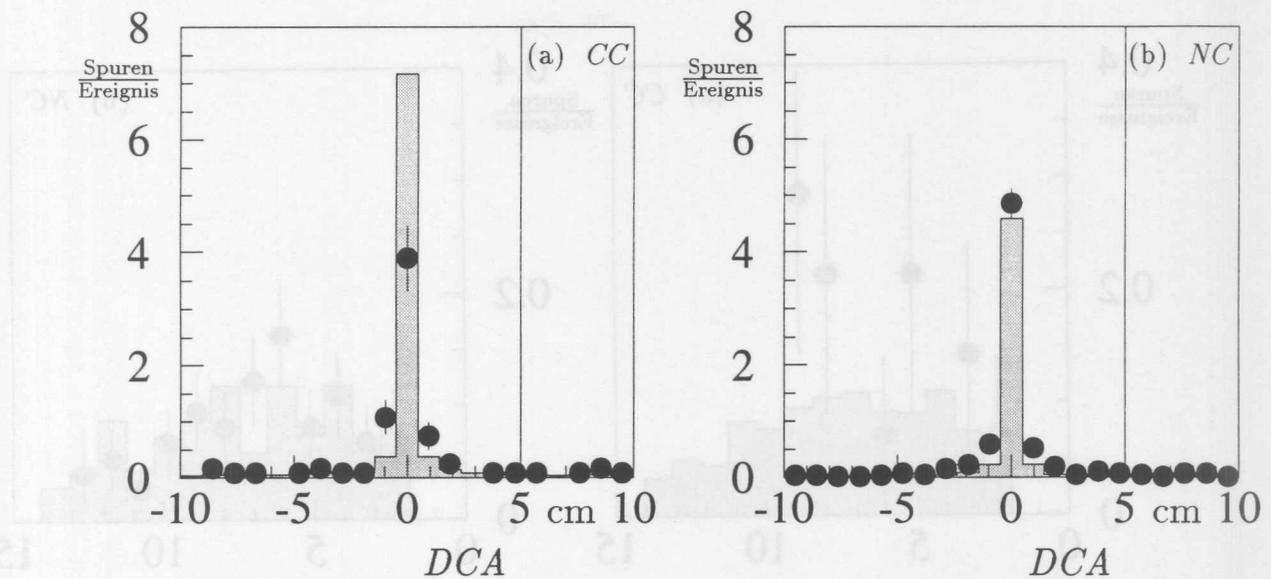


Abbildung 4.5: Minimaler Abstand  $DCA$  zur Strahlachse von zentralen Spuren (pro Ereignis), die alle DST Anforderungen bis auf die  $DCA$ -Bedingung erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen. Es wird ein positives Vorzeichen gewählt, wenn der Vektor zum Punkt des minimalen Abstands und die Spurrichtung ein rechtshändiges System bilden. Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $DCA = +5$  cm. (Der entsprechende Schnitt bei  $DCA = -5$  cm wurde versehentlich nicht gemacht, wodurch aber lediglich zusätzliche Ereignisse die DST Spurbedingung erfüllen könnten.)

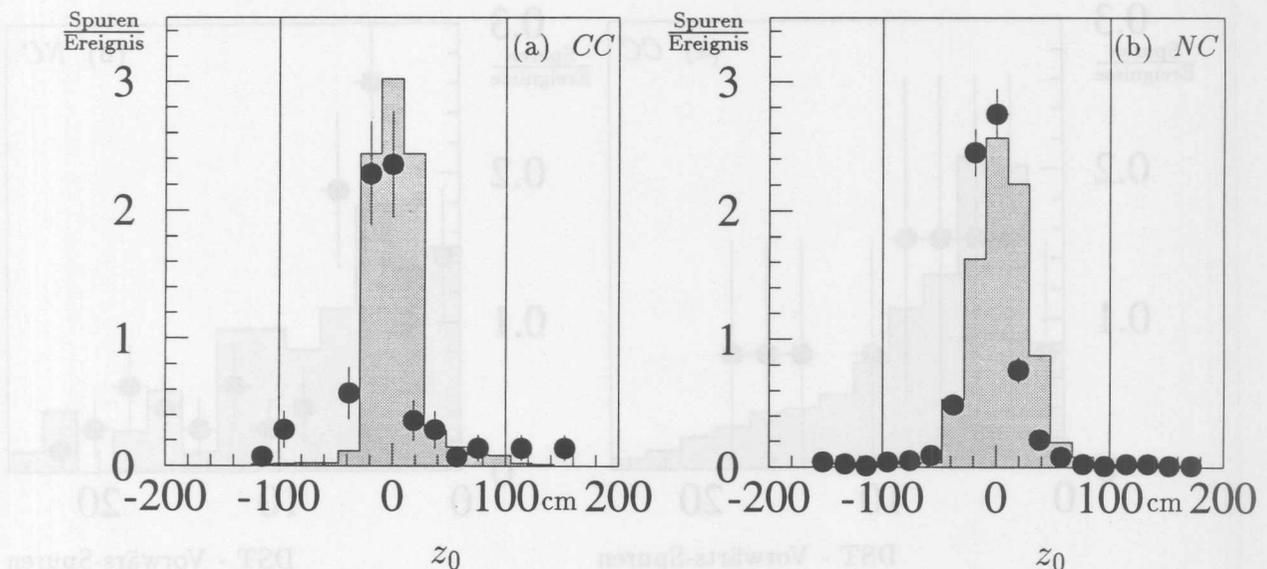


Abbildung 4.6:  $z$ -Komponente  $z_0$  des Punktes mit minimalem Abstand zur Strahlachse von zentralen Spuren (pro Ereignis), die alle DST Anforderungen bis auf die  $z_0$ -Bedingung erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen. Eingezeichnet ist der Schnitt bei  $|z_0| = 100$  cm.

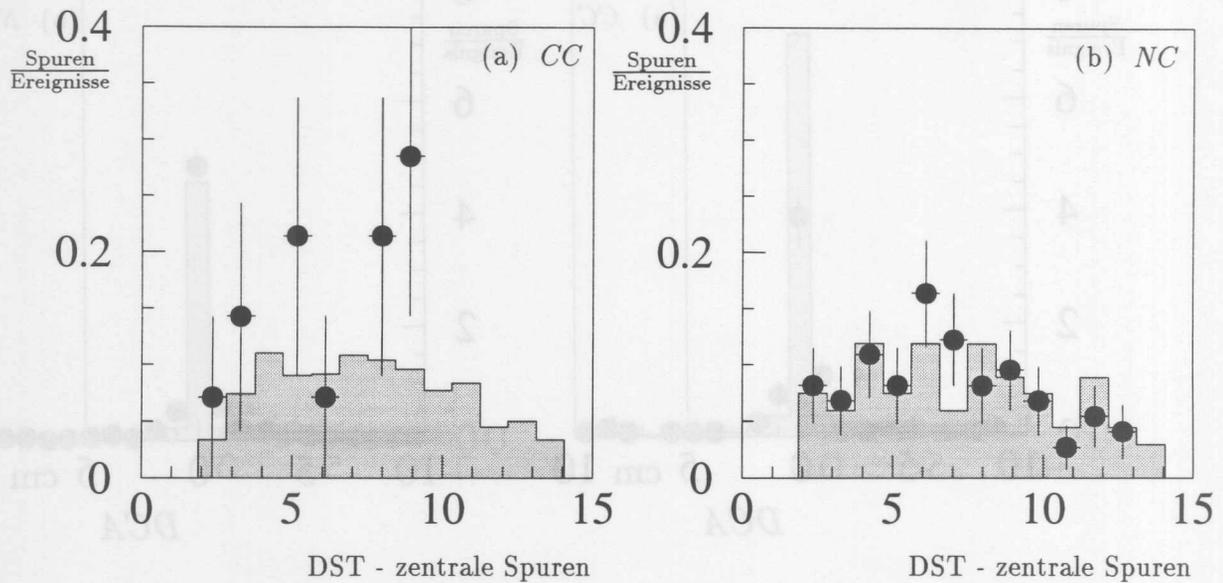


Abbildung 4.7: Anzahl von zentralen Spuren, die alle DST Anforderungen erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen. Aufgrund der Forderung nach der Existenz eines rekonstruierten Ereignis-Vertex in der endgültigen Selektion gibt es keine Ereignisse mit keiner oder lediglich einer zentralen Spur.

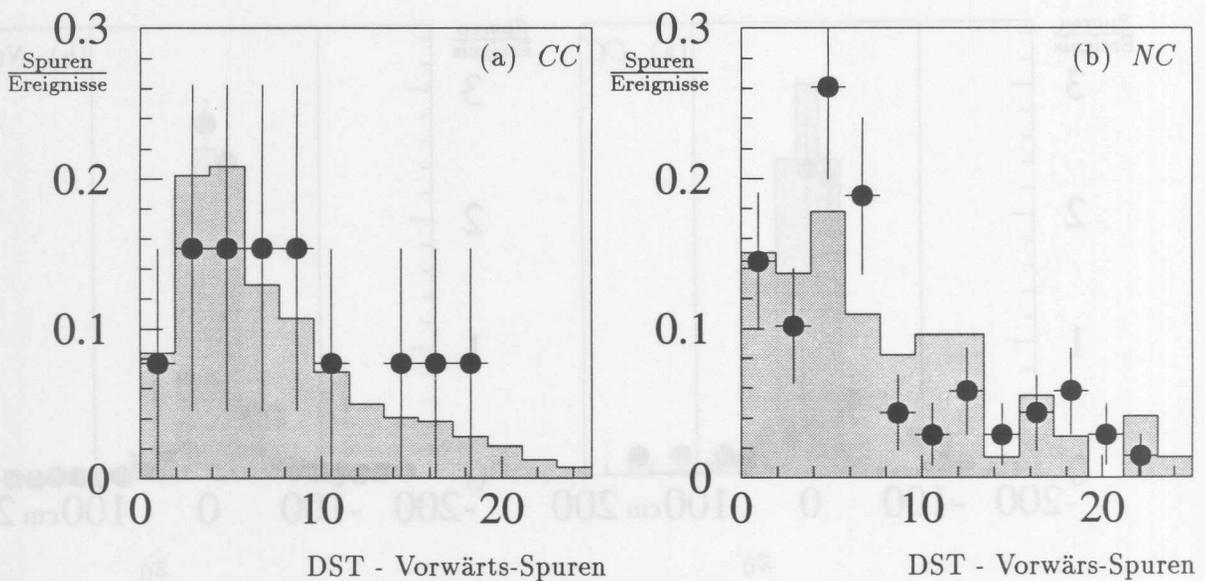


Abbildung 4.8: Anzahl von Vorwärts-Spuren, die die DST Anforderungen erfüllen. Gefüllte Kreise: Daten, Histogramm: Monte Carlo von CC (a) und NC (b) Ereignissen, die der endgültigen Selektion genügen.

### 4.3 Die vorselektierte CC Kandidatenmenge

Nach der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Datenauswahl erfüllen 16282 Ereignisse die Kriterien der CC POT und DST Selektion. Die Verteilung dieser CC Kandidaten in der SV-Ebene ist in Abb. 4.9 dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß die skalaren und vektoriellen Summen der Transversalimpulse  $S$ ,  $V$  (vgl. Gl. 2.19,2.20) hier wie auch in der endgültigen Selektion allein aus den LAr-Kalorimeterzellen und bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex gebildet werden (siehe Gl. 4.14). Bei CC Ereignissen mit  $p_{\perp} > 25$  GeV ist der Unterschied zwischen  $V$  und  $V^{\text{POT}}$  zwar unbedeutend (vgl. Abb. 4.18), aber insbesondere bei Untergründereignissen, die viel Energie im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) deponieren kann es vorkommen, daß  $V^{\text{POT}} > 10$  GeV, aber  $V < 10$  GeV berechnet wird.

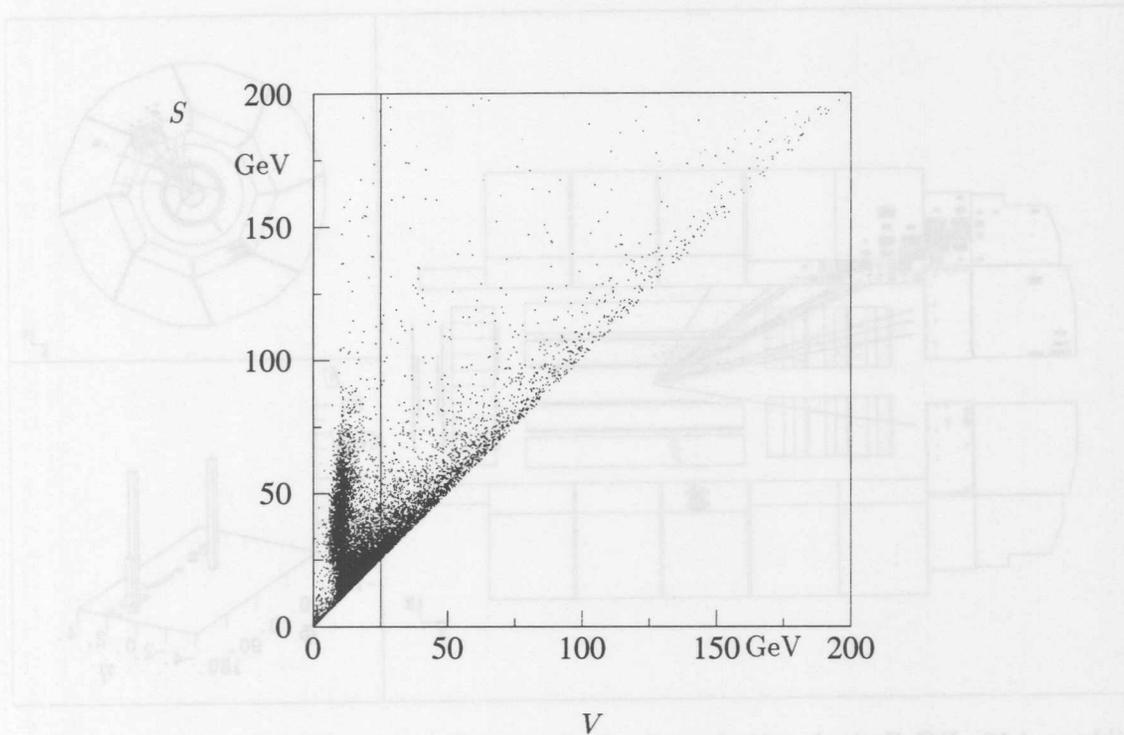


Abbildung 4.9: Verteilung der 16282 Ereignisse, die den POT und DST Bedingungen genügen, in der SVEbene. Eingezeichnet ist der Schnitt  $V = 25$  GeV, der bei der endgültigen Selektion angewandt wird.

Es lassen sich in Abb. 4.9 zwei Klassen von Ereignissen unterscheiden. Die Ereignisse der ersten Klasse haben verhältnismäßig kleine Werte für  $V$  mit  $V \approx (10 - 15)$  GeV und Werte für  $S$ , die deutlich größer als  $V$  sein können. Dies ist das erwartete Verhalten von Ereignissen, die im Prinzip balanciert im Transversalimpuls sind, aber aufgrund von Fluktuationen mit einem  $V > 10$  GeV gemessen werden. In der Tat lassen sich in diesem Bereich  $NC^-$ ,  $\gamma p$ - und Strahl-Gas Ereignisse identifizieren (siehe Abb. 4.10 - 4.12).

Die zweite Klasse von Ereignissen in Abb. 4.9 wird von Ereignissen mit  $S \approx V$  gebildet, wobei  $V$  große Werte annehmen kann. Dies ist zwar das erwartete Verhalten von CC Ereignissen, jedoch ist die Zahl der beobachteten Ereignisse um mehr als 3 Größenordnungen größer als die erwartete Anzahl von CC Ereignissen. Der Großteil dieser Ereignisse erfüllt die  $V^{\text{POT}}$ -Bedingung aufgrund energetischer (daher großes  $V$ ) und kompakter (daher  $S \approx V$ ) elektromagnetischer Schauer, die von

- der kosmischen Höhenstahlung

- dem Strahl-Halo (Teilchen, die außerhalb des Detektors in Strahl-Gas oder Strahl-Wand-Ereignissen entstanden sind und den Detektor parallel zur Strahlachse durchqueren.)

induziert wurden. Diese Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse können die DST-Spurbedingung — und später sogar die Forderung nach einem rekonstruierten Ereignis-Vertex — auf 2 Arten erfüllen:

- Der Myon-induzierte Schauer emittiert geladene Teilchen, welche zur Ausbildung der Spuren führen (Abb. 4.13,4.14).
- Die DST-Spurbedingung wurde von einem Strahl-induzierten Ereignis ( $\gamma p$  oder Strahl-Gas/Wand Ereignis) erfüllt, der Myon-induzierte Schauer — der die POT Bedingung erfüllt — ist diesem Ereignis überlagert (Abb. 4.15,4.16).

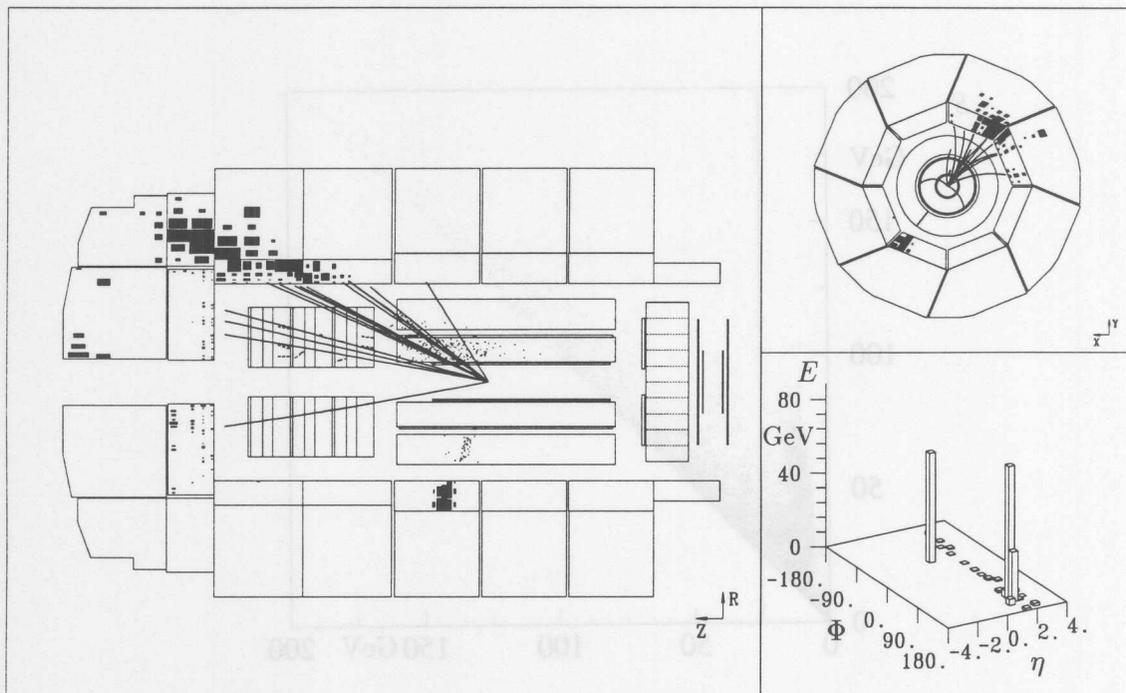


Abbildung 4.10: NC Ereignis mit einem beobachteten  $V = 11.31$ . Das Verhältnis  $V/S$  beträgt 0.11.

Die Zusammensetzung der Daten soll mit Abb. 4.17 veranschaulicht werden. In (a) ist das Verhältnis  $V/S$  dargestellt: Kleine Werte für diese Verhältnis sind ein Kennzeichen von Strahl-Gas,  $\gamma p$  und  $NC$  Ereignissen, große Werte ( $V/S \approx 1$ ) dagegen für Höhenstrahlungs- und Halo-Ereignisse. Auch für  $CC$  Ereignisse ist ein Verhältnis  $V/S \approx 1$  zu erwarten. In (b) ist das Verhältnis  $V^{em}/V$  aufgetragen. Bei der Berechnung von  $V^{em}$  wird im Gegensatz zu der Berechnung von  $V$  ausschließlich auf Kalorimeterzellen im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters zurückgegriffen. Ein Verhältnis  $V^{em}/V \approx 0$  bedeutet somit, daß zum  $V$  vor allem Zellen aus dem hadronischen Teil und  $V^{em}/V \approx 1$ , daß vor allem Zellen im elektromagnetischen Teil beitragen. Beide Grenzfälle sind charakteristisch für Ereignisse, die aufgrund Myon-induzierter Schauer die POT Bedingung erfüllen. Der Beginn solcher Schauer kann sowohl im hadronischen als auch im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters liegen, und die elektromagnetischen Schauer sind im allgemeinen so kompakt, daß sie ihre gesamte Energie in nur einem Kalorimeterteil deponieren. Dagegen wird in Strahl-induzierten Ereignissen die POT Bedingung in der Regel von hadronischen, aus Richtung des Wechselwirkungspunktes ausgehenden Schauern erfüllt. In diesen Fällen sind daher mittlere Werte für das Verhältnis  $V^{em}/V$  zu erwarten.

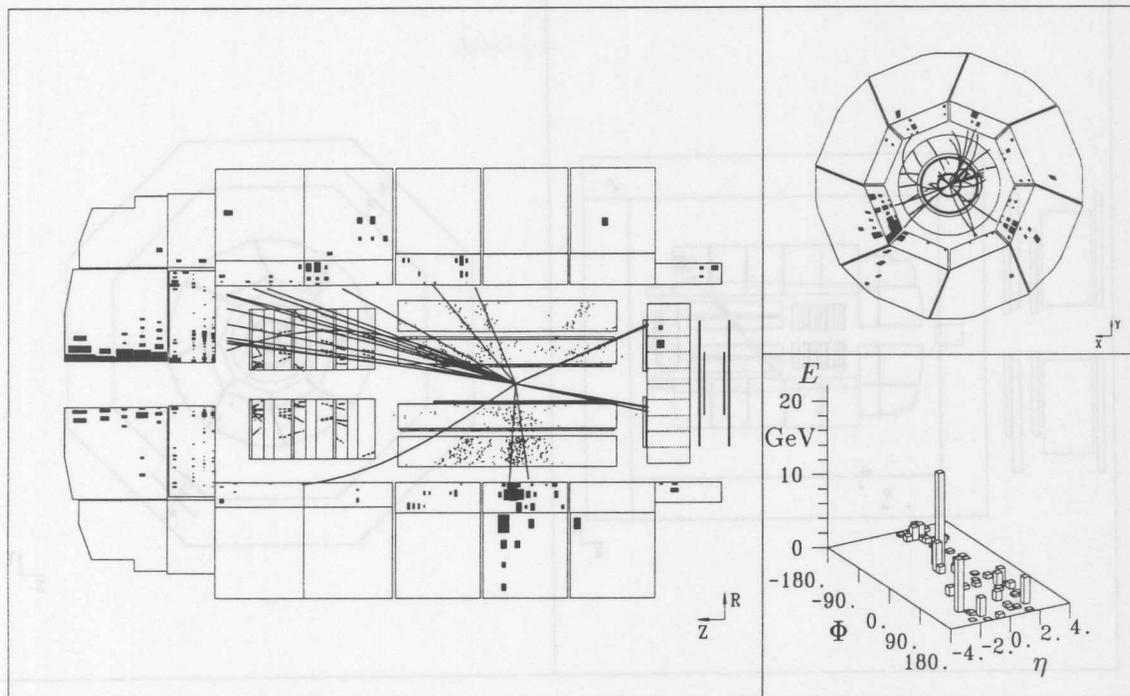


Abbildung 4.11:  $\gamma p$  Ereignis mit einem beobachteten  $V = 13.1$  GeV. Das Verhältnis  $V/S$  beträgt 0.31. Dieses Ereignis wurde durch den Nachweis eines Elektrons im Elektrotagger des Luminositätssystems als  $\gamma p$  Ereignis identifiziert.

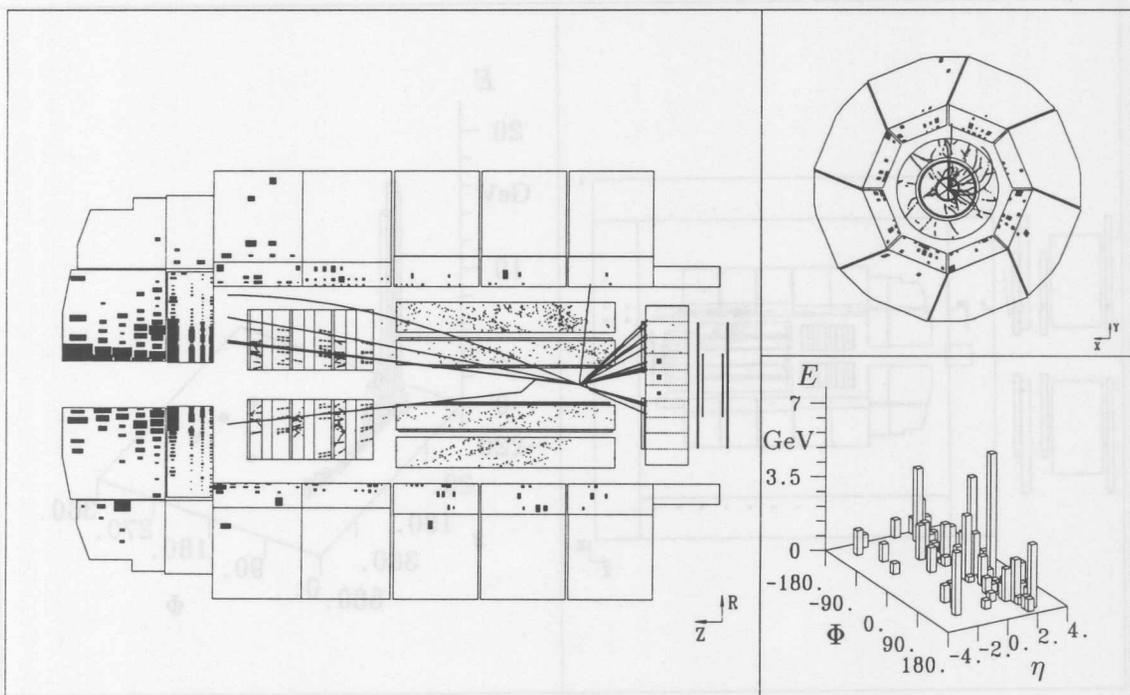


Abbildung 4.12: Strahl-Gas Ereignis mit einem beobachteten  $V = 13.9$  GeV. Das Verhältnis  $V/S$  beträgt 0.25. Das Ereignis wurde als Strahl-Gas Ereignis identifiziert, da es einem Bunchcrossing zugeordnet wurde, in dem sich ein gefüllter Protonbunch und ein ungefüllter Elektronbunch kreuzten, es also nicht zu einer  $ep$ -Kollision kommen konnte.

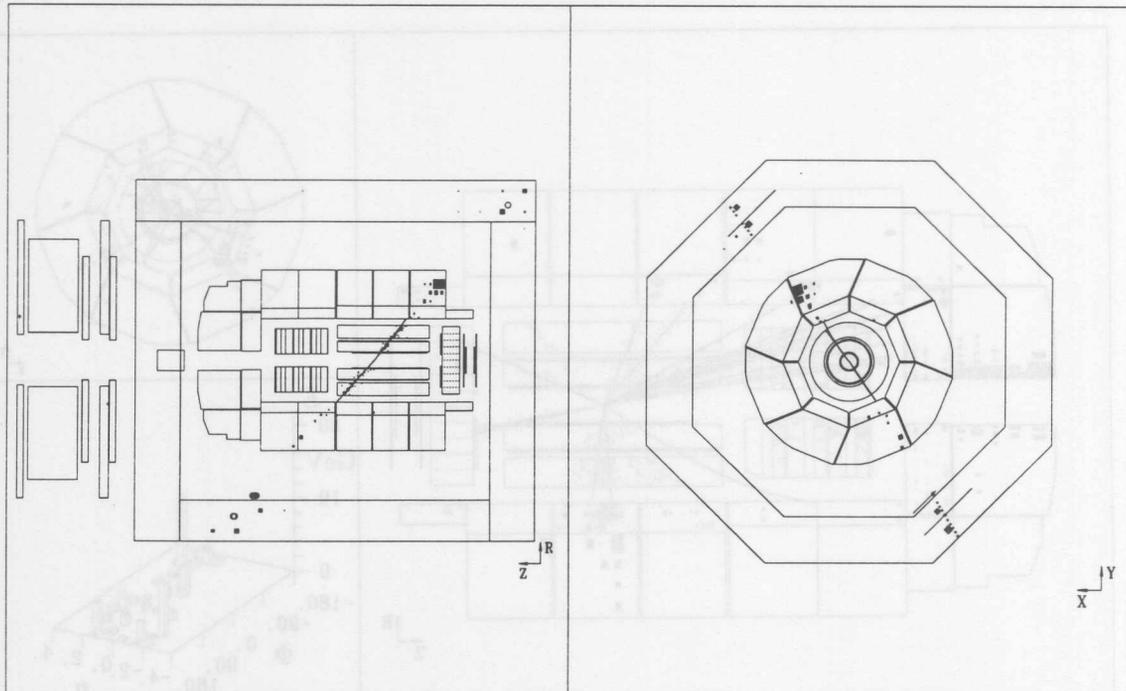


Abbildung 4.13: Höhenstrahlungsereignis: Das kosmische Myon durchquert von oben kommend das Myon-System, das LAr-Kalorimeter, das zentrale Spurkammersystem und verläßt den Detektor wieder durch das Myon-System. Im LAr-Kalorimeter ist deutlich die Spur des Myons als eines minimal ionisierenden Teilchens zu sehen, die im oberen Teil von einem hochenergetischen elektromagnetischen Schauer überlagert wird.

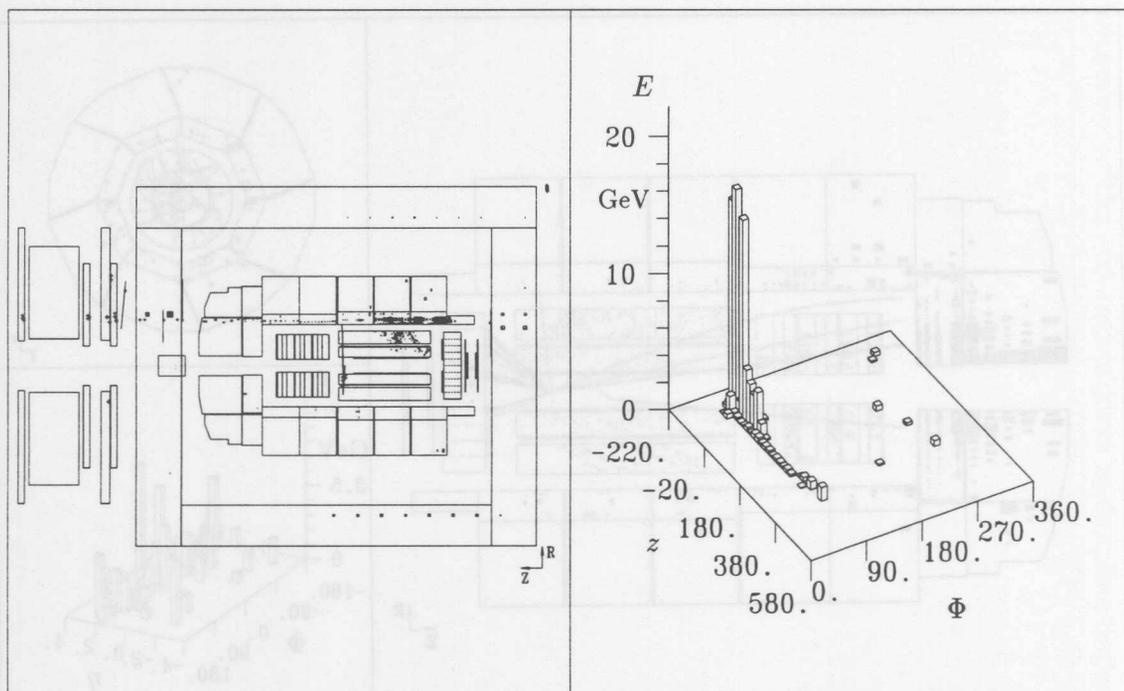


Abbildung 4.14: Halo-Ereignis: Ein parallel zum Protonstrahl fliegendes Myon durchdringt das Myon-System und das LAr-Kalorimeter, wobei es durch einen Bremsstrahlungsprozeß zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers kommt. Charakteristisch für diese Ereignisse sind die in der  $z\Phi$ -Ebene besonders deutlichen Energiedepositionen bei konstantem  $\Phi$ . Die geringfügige Aktivität im Spurkammersystem ist ausreichend, die DST Bedingung zu erfüllen.

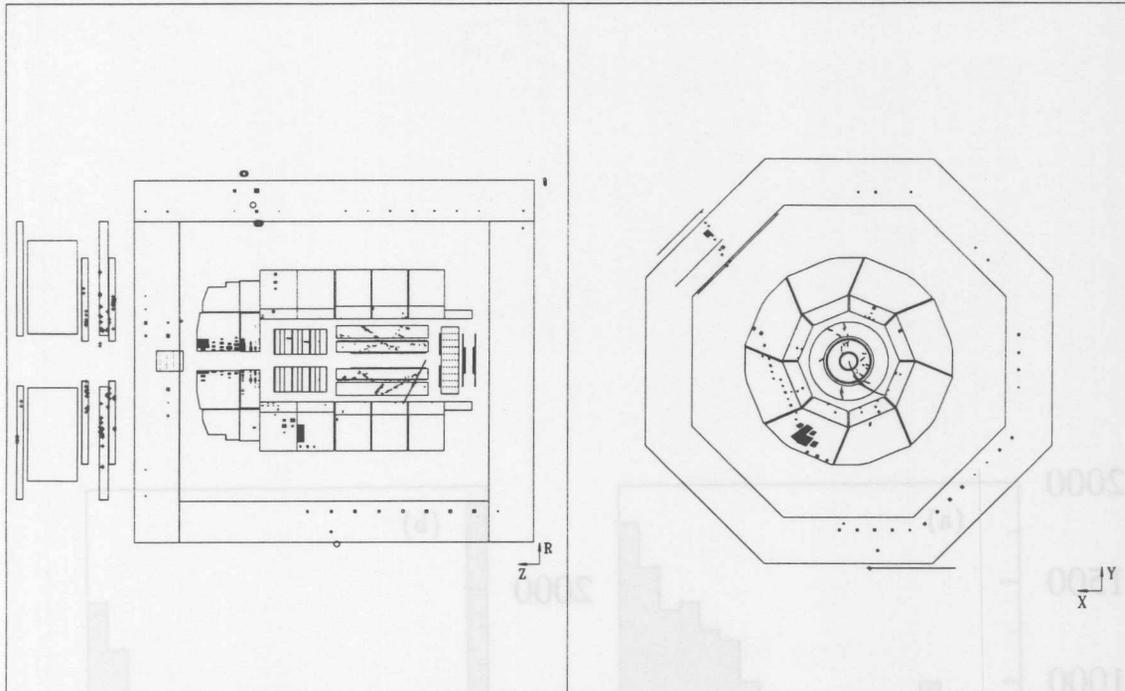


Abbildung 4.15: Überlagerung eines Höhenstrahlungs- mit einem Strahl-induzierten Ereignis: Die POT Bedingung nach einem  $V^{\text{POT}} > 10$  GeV wird aufgrund des Myon-induzierten Schauers erfüllt, die DST Spurbedingungen durch das Strahl-induzierte Ereignis.

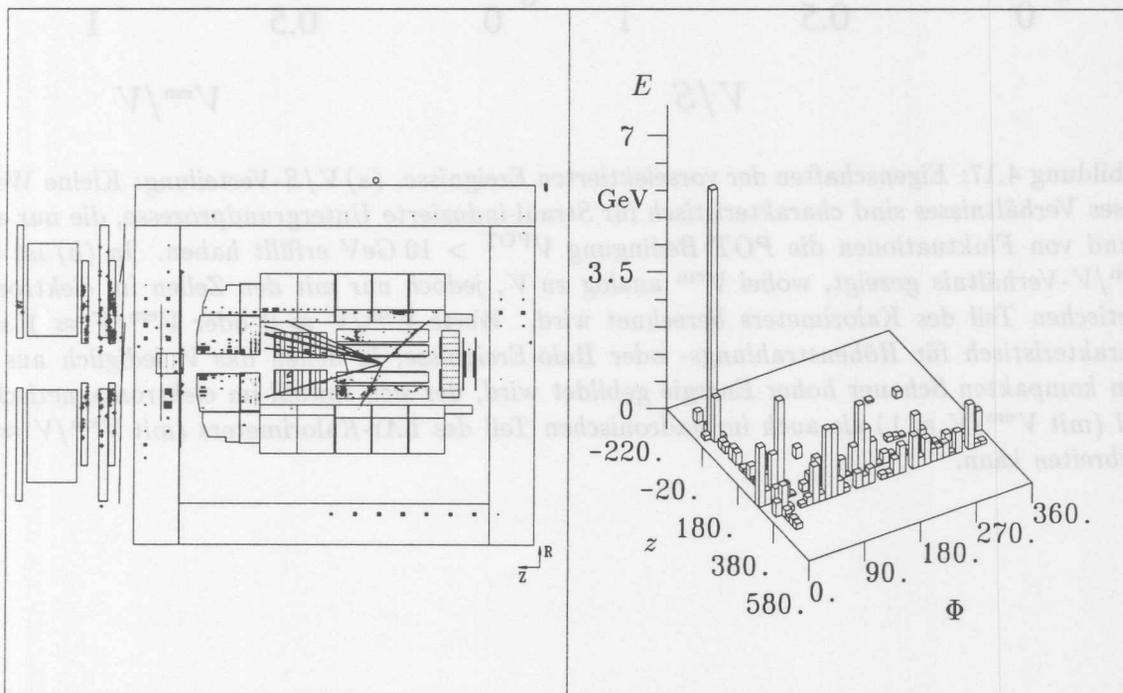


Abbildung 4.16: Überlagerung eines Halo-Ereignisses mit einem Strahl-induzierten Ereignis: Die POT Bedingung nach einem  $V^{\text{POT}} > 10$  GeV wird aufgrund des Myon-induzierten Schauers erfüllt, die DST Spurbedingungen durch das Strahl-induzierte Ereignis. Die in der  $z\Phi$ -Ebene dargestellte Verteilung der Energiedeposition ist wieder eindeutig.

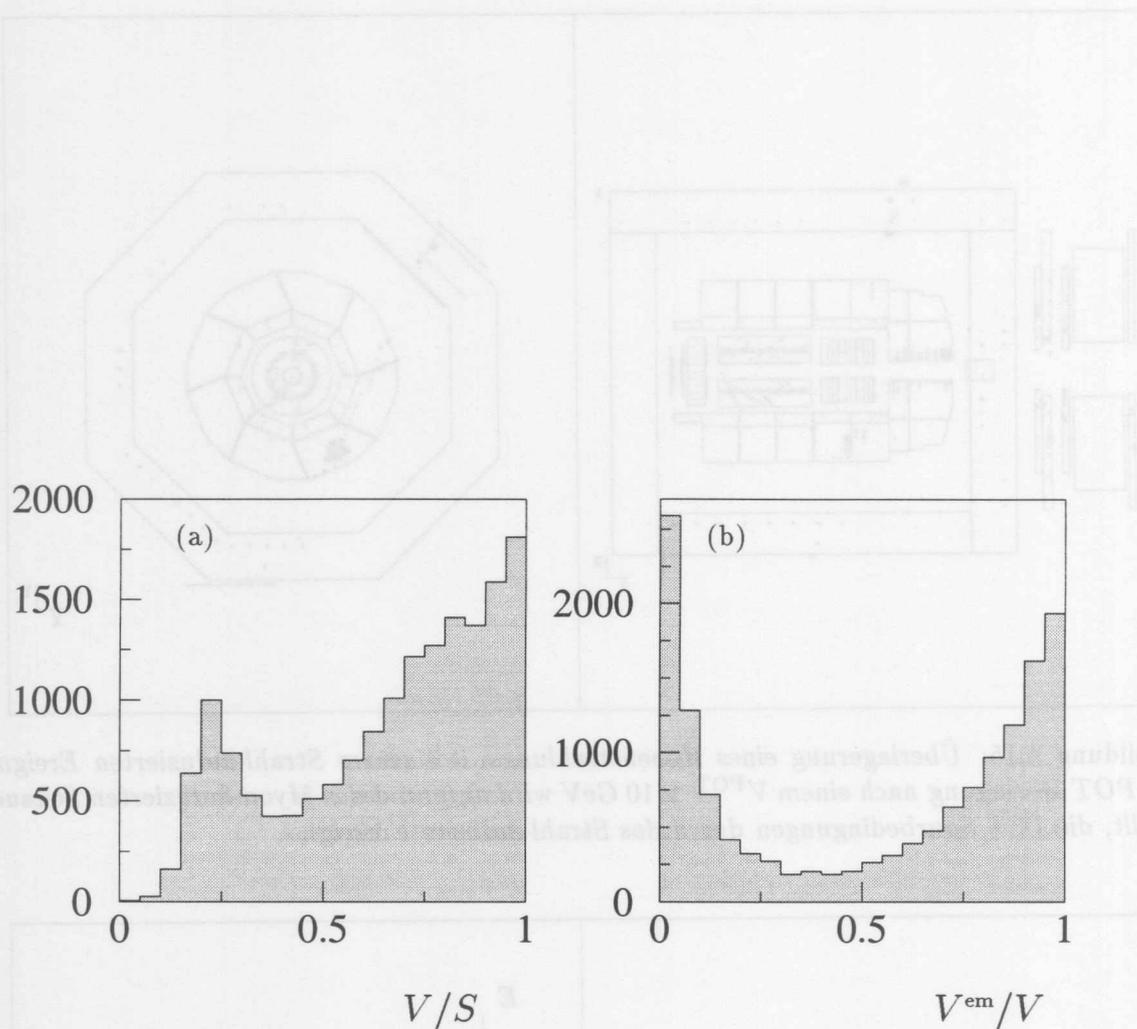


Abbildung 4.17: Eigenschaften der vorselektierten Ereignisse. (a)  $V/S$ -Verteilung: Kleine Werte dieses Verhältnisses sind charakteristisch für Strahl-induzierte Untergrundprozesse, die nur aufgrund von Fluktuationen die POT Bedingung  $V^{\text{POT}} > 10 \text{ GeV}$  erfüllt haben. In (b) ist das  $V^{\text{em}}/V$ -Verhältnis gezeigt, wobei  $V^{\text{em}}$  analog zu  $V$ , jedoch nur mit den Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters berechnet wird. Werte  $V^{\text{em}}/V \approx 0$  oder  $V^{\text{em}}/V \approx 1$  sind charakteristisch für Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse, in denen das  $V$  lediglich aus einem kompakten Schauer hoher Energie gebildet wird, der sich sowohl im elektromagnetischen Teil (mit  $V^{\text{em}}/V \approx 1$ ) als auch im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters (mit  $V^{\text{em}}/V \approx 0$ ) ausbreiten kann.

## 4.4 Die endgültige CC Selektion

### 4.4.1 Der $V$ Schnitt

Der wesentliche Selektionsschnitt bei der Messung des  $CC$ -Wirkungsquerschnittes für Transversalimpulse des Neutrinos  $p_{\perp} > 25$  GeV ist der Schnitt in der vektoriellen Transversalimpulssumme

$$V > 25 \text{ GeV} . \quad (4.11)$$

Hierbei wird  $V$  allein aus den Zell-Energien und -Positionen des LAr-Kalorimeters berechnet. Informationen des BEMC oder des Myon-Systems werden nicht berücksichtigt. Die Zell-Positionen werden auf den rekonstruierten Ereignis-Vertex, und nur sofern dieser nicht existiert auf den nominellen Wechselwirkungspunkt bezogen. Konkret berechnet sich  $V$  aus:

$$E_x^{\text{cell}} = \sum_{\text{LAr-Zellen}} E_{x,i} = \sum_{\text{LAr-Zellen}} E_i \cos \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.12)$$

$$E_y^{\text{cell}} = \sum_{\text{LAr-Zellen}} E_{y,i} = \sum_{\text{LAr-Zellen}} E_i \sin \Phi_i \cos \Theta_i, \quad (4.13)$$

wobei  $\Phi_i$  und  $\Theta_i$  die Winkel der Zell-Positionen zum rekonstruierten Ereignis-Vertex darstellen, zu

$$V = \sqrt{(E_x^{\text{cell}})^2 + (E_y^{\text{cell}})^2}. \quad (4.14)$$

Dieses Verfahren zur Berechnung der vektoriellen Transversalimpulssumme wird in Abb. 4.18 mit anderen Verfahren verglichen.

- In (a) erfolgt die Berechnung gemäß Gl. 4.4 aus LAr- und BEMC-Zellen bezüglich des nominellen Wechselwirkungspunktes, also wie in der POT Selektion.
- In (b) wird  $V$  nach Gl. 4.14 nur aus LAr-Zellen bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex berechnet, d.h. in der für die endgültige Selektion benutzten Weise.
- Zum Vergleich wird in (c) ein  $V^{\text{Cluster}}$  betrachtet, welches aus Clustern bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex gebildet wurde. Somit werden hier also auch die gemessenen Energien im Myon-System berücksichtigt.

Bei allen drei Verfahren wird eine nahezu gleiche Auflösung erreicht. Eine Beschränkung auf Informationen des LAr-Kalorimeters erleichtert jedoch die Abschätzung systematischer Unsicherheiten.

Von den 16282 vorselektierten Ereignissen erfüllen 3530 die Bedingung  $V > 25$  GeV. Die Verteilungen der Größen  $V/S$  und  $V^{\text{em}}/V$  vor und nach dem Schnitt sind in Abb. 4.19 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß Ereignisse mit einem für Strahl-induzierte Untergrundereignisse typischen kleinen  $V/S$ -Verhältnis verworfen werden.

### 4.4.2 Die Triggerbedingung

Bei der Vorselektion wurden alle Ereignisse unabhängig davon betrachtet, aufgrund welcher Triggerbedingung sie aufgezeichnet wurden. Um die Berechnung der Triggereffizienz zu erleichtern, werden im folgenden nur noch Ereignisse betrachtet, die die  $CC$  Triggerbedingung

$$\left[ V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} \right] \wedge [\text{z-Vertex-Zeitsignal}] \wedge [\text{TOF-Vetosignal}]$$

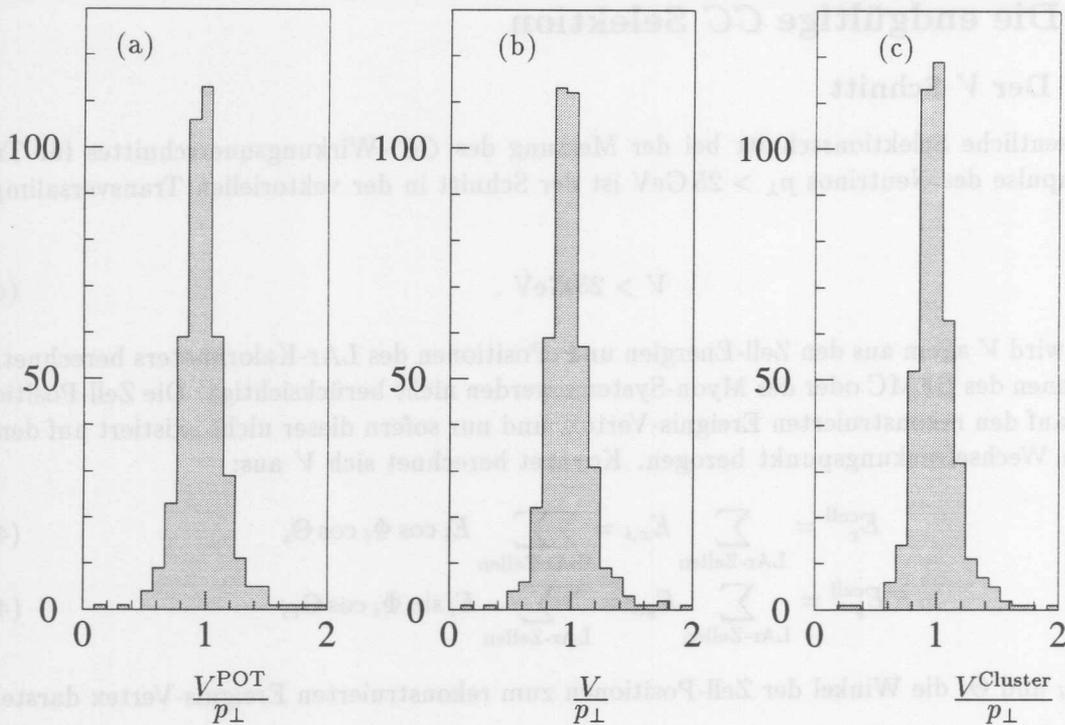


Abbildung 4.18: Verhältnis der gemessenen vektoriellen Transversalimpulssummen zum generierten Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des Neutrinos in CC Monte Carlo Ereignissen mit  $20 \text{ GeV} < p_{\perp} < 30 \text{ GeV}$ . (a)  $V^{\text{POT}}/p_{\perp}$  mit  $V^{\text{POT}}$  berechnet aus LAr- und BEMC-Zellen bezüglich des nominalen Wechselwirkungspunktes, (b)  $V/p_{\perp}$  mit  $V$  nur aus LAr-Zellen bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex und (c)  $V^{\text{Cluster}}/p_{\perp}$  mit  $V^{\text{Cluster}}$  aus Clustern bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex.

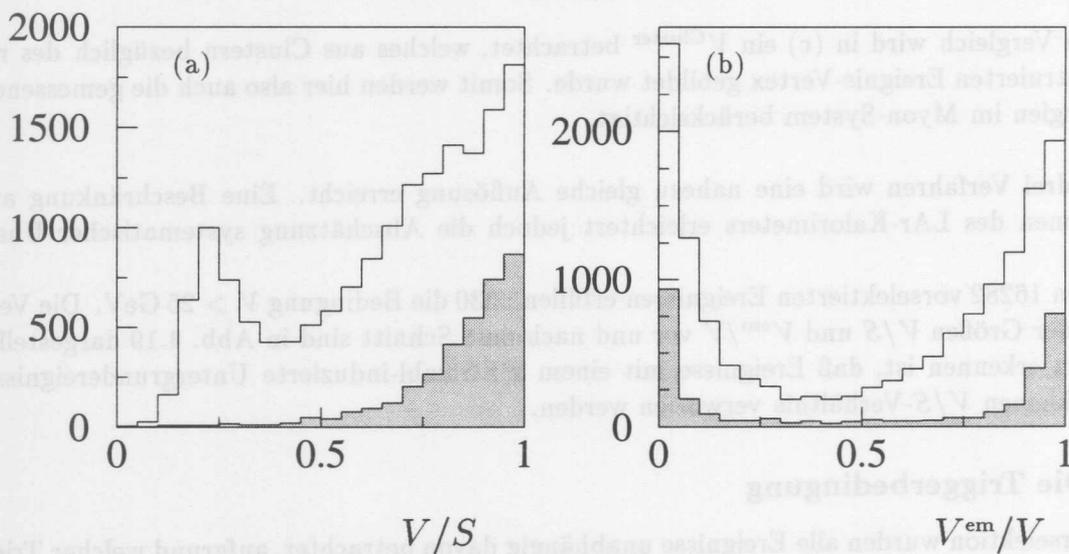


Abbildung 4.19:  $V/S$ - (a) und  $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung (b) der 16282 Ereignisse vor und der 3530 Ereignisse (schattiert) nach dem  $V$ -Schnitt.

(siehe Gl. 3.1) erfüllen. Zusätzlich werden auch solche Ereignisse akzeptiert, welche die *CC* Triggerbedingung nur deshalb nicht erfüllten, weil sie aufgrund anderer Triggerbedingungen einem falschen Bunchcrossing zugeordnet wurden.

Die Forderung nach der *CC* Triggerbedingung führt zu einer deutlichen Reduzierung der Zahl der Ereignisse von 3530 auf 1000. Gründe für diese starke Reduktion sind:

- Die Forderung daß das *z*-Vertex-Zeitsignal gesetzt wurde, entspricht der Forderung, daß eine Spur vom nominellen Wechselwirkungspunkt ( $\pm 40$  cm) ausgegangen sein muß. Somit können zum Beispiel solche Höhenstrahlungs-Ereignisse, in denen das Myon lediglich das Vorwärts-Spurkammersystem durchquert, dieses *z*-Vertex-Zeitsignal nicht setzen.
- Die Forderung nach dem *z*-Vertex-Zeitsignal kann nur erfüllt werden, wenn das Ereignis tatsächlich dem Bunchcrossing zugeordnet wurde, an dem sich die Spuren ausbildeten. Verworfen werden können somit z.B. solche überlagerte Ereignisse, die allein aufgrund des Myon-induzierten Schauer eine der 128 Triggerbedingungen erfüllten, die Spuren sich aber ein oder mehrere Bunchcrossings später bildete.

In Abb. 4.20 sind die Verteilungen der Größen  $V/S$  und  $V^{\text{em}}/V$  vor und nach Forderung der Triggerbedingung dargestellt.

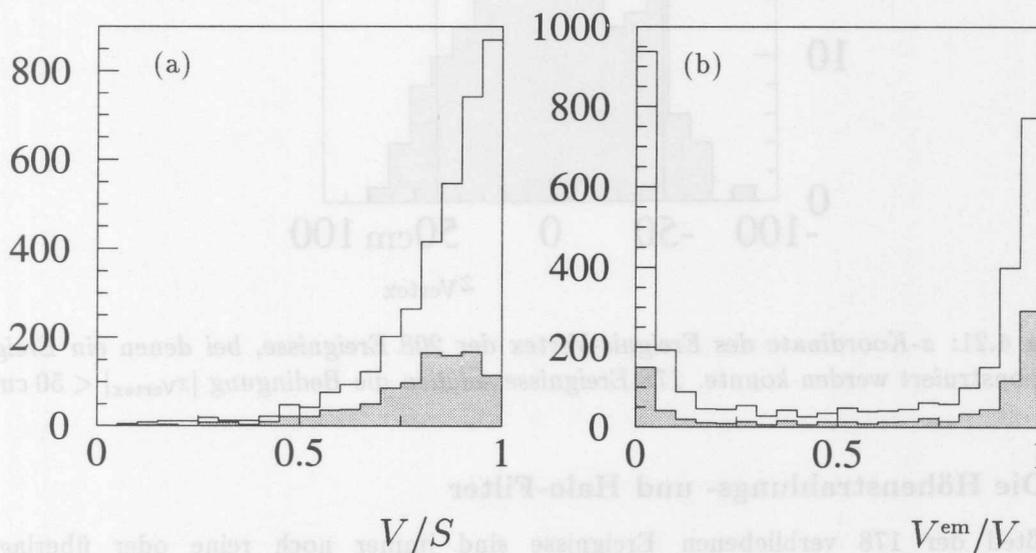


Abbildung 4.20:  $V/S$ - (a) und  $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung (b) der 3530 Ereignisse vor und der 1000 Ereignisse (schattiert) nach der Triggerbedingung.

#### 4.4.3 Die Vertexbedingung

Durch Kenntnis des Ereignis-Vertex wird die Messung der vektoriellen Transversalimpulssumme  $V$  verbessert. Außerdem können durch Anforderungen an das Spursystem Untergrundereignisse unterdrückt werden:

- Reine Myon-induzierte Ereignisse haben in der Regel eine kleine Spurmultiplicität und die Spuren gehen nicht vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus.
- Auch wenn einem Myon-induziertem Schauer ein Strahl-induziertes Ereignis überlagert wurde, wird dennoch das Spursystem dieses Strahl-induzierten Ereignisses — oft ein Strahl-Gas Ereignis — häufig von minderer Güte sein.

An die Ereignisse wird daher die Bedingung gestellt:

- Es kann ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden.
- Die  $z$ -Koordinate des Vertex befindet sich im Bereich  $\pm 50$  cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt.

Von den 1000 Ereignissen, die den vorigen Selektionsbedingungen genügten, konnte bei 208 ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden (Abb. 4.21). In 178 Ereignissen befand sich die  $z$ -Koordinate im Bereich  $\pm 50$  cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die  $V/S$  und  $V^{\text{em}}/V$ -Verteilungen dieser Ereignisse sind in Abb. 4.22 dargestellt.

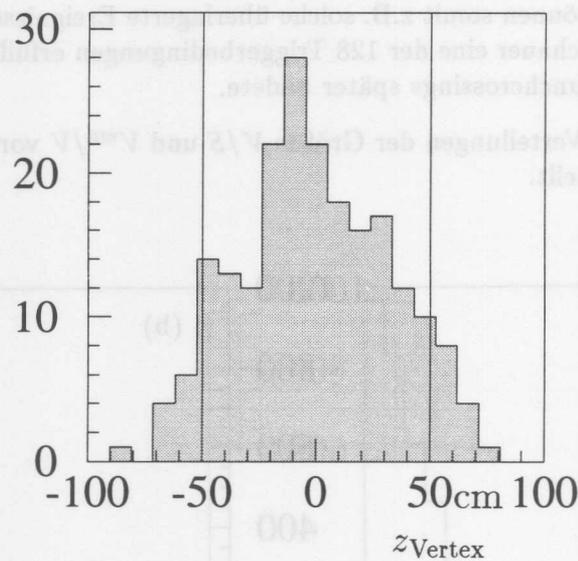


Abbildung 4.21:  $z$ -Koordinate des Ereignis-Vertex der 208 Ereignisse, bei denen ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden konnte. 178 Ereignisse erfüllen die Bedingung  $|z_{\text{Vertex}}| < 50$  cm.

#### 4.4.4 Die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter

Der Großteil der 178 verbliebenen Ereignisse sind immer noch reine oder überlagerte Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse. Für die weitere Selektion wurde mit *Höhenstrahlungs- und Halo-Filtern* speziell nach den charakteristischen Signaturen dieser Ereignisse gesucht.

##### Höhenstrahlungs-Filter

**Myonkammer-Verfahren** Das Myonkammer-Verfahren [31] nutzt lediglich die digitale Myonkammerinformation. Wenn mehr als 3 parallele oder antiparallele oder aber genau 2 antiparallele Myonkammer-Spuren gebildet wurden, wird das Ereignis als Höhenstrahlungs-Ereignis verworfen.

**Clusterachsen-Verfahren** In diesem Verfahren [32] werden zunächst alle aus mindestens 4 Zellen bestehenden LAr-Cluster betrachtet, deren Energie 2.5 GeV übersteigt. Mit einem  $\chi^2$ -Fit an den mit ihren Energien gewichteten Zellkoordinaten wird in jedem Cluster eine Achse bestimmt, die der Flugrichtung des aufgeschauerten Teilchens entsprechen soll. Es werden dann die beiden Schnittpunkte der Clusterachsen mit dem Myon-System bestimmt und die Energie im Myon-System innerhalb eines Radius von 150 cm um die beiden Schnittpunkte aufsummiert.

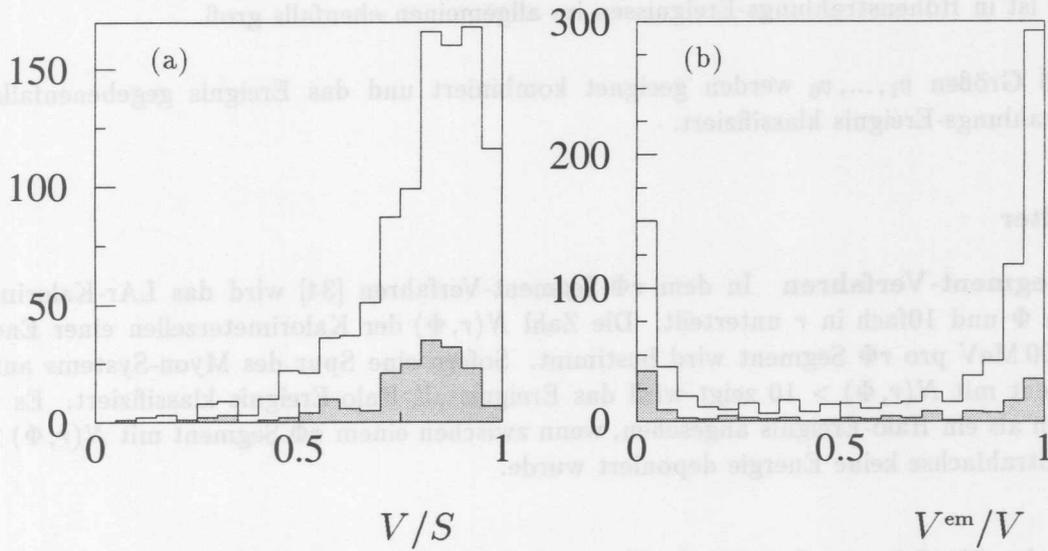


Abbildung 4.22:  $V/S$ - (a) und  $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung (b) der 1000 Ereignisse vor und der 178 Ereignisse (schattiert) nach der Vertexbedingung.

Ein Ereignis wird als Höhenstrahlungs-Ereignis klassifiziert, wenn bei mindestens einer Achse an beiden Schnittpunkten mindestens jeweils 0.5 GeV und zusammen mindestens 2 GeV im Myon-System deponiert wurden.

**Energieverteilungs-Verfahren** Die Untersuchung der Topologie der Energieverteilung [33] beginnt mit der Berechnung der Momente der Zellenergien aller Detektorkomponenten:

$$\bar{x} = \frac{\sum E_i \vec{x}_i}{\sum E_i} \quad (4.15)$$

$$\overline{X_{r,k}} = \frac{\sum E_i \cdot (\vec{x}_i)_r \cdot (\vec{x}_i)_k}{\sum E_i} \quad (4.16)$$

Die Hauptachsen  $\vec{u}_l$  und die Eigenwerte  $e_l$  (hier mit  $e_1 > e_2 > e_3$ ) des Tensors  $\overline{X_{r,k}}$  werden bestimmt. Nun lassen sich 6 für Höhenstrahlungs-Ereignisse charakteristische Größen  $v_i$  bilden:

- $v_1 = (\bar{x})_z$  : die  $z$ -Koordinate des Energieschwerpunktes ist bei reinen Höhenstrahlungs-Ereignissen symmetrisch um den Ursprung verteilt, wohingegen in  $ep$  Ereignissen positive Werte bevorzugt sind.
- $v_2 = \bar{r} = (\bar{x})_r = \sqrt{(\bar{x})_x^2 + (\bar{x})_y^2}$  : Der Radius des Energieschwerpunktes ist bei solchen Höhenstrahlungs-Ereignissen groß, die im hadronischen Teil des Kalorimeters aufschauern.
- $v_3 = \bar{r} + \delta r$  : Die Streuung  $\delta r$  bei der  $\bar{r}$ -Bestimmung nimmt in Höhenstrahlungs-Ereignissen dann große Werte an, wenn das Myon den Detektor vollständig durchquert.
- $v_4 = e_1/(4\text{ m}) + |\Theta|/1.2$  : Lange Hauptachsen — also großes  $e_1$  — sind charakteristisch für Höhenstrahlungs-Ereignisse. Je flacher die Myonen einfallen, also je kleiner  $\Theta$ , desto länger die Hauptachsen.
- $v_5 = e_1/e_2 - 4/\Theta$  : Die Größe  $e_1/e_2$  ist ein Maß für die Elliptizität der Energieverteilung. Sie ist in Höhenstrahlungs-Ereignissen im allgemeinen groß wie auch der Winkel  $\Theta$  zur Strahlachse.

- $v_6 = e_1/e_3 - 10/\Theta$  : Die Größe  $e_1/e_3$  ist ein Maß für die Planarität der Energieverteilung. Sie ist in Höhenstrahlungs-Ereignissen im allgemeinen ebenfalls groß.

Die 6 Größen  $v_1, \dots, v_6$  werden geeignet kombiniert und das Ereignis gegebenenfalls als Höhenstrahlungs-Ereignis klassifiziert.

### Halo-Filter

**$r\Phi$ -Segment-Verfahren** In dem  $r\Phi$ -Segment-Verfahren [34] wird das LAr-Kalorimeter 40fach in  $\Phi$  und 10fach in  $r$  unterteilt. Die Zahl  $N(r, \Phi)$  der Kalorimeterzellen einer Energie größer 100 MeV pro  $r\Phi$  Segment wird bestimmt. Sofern eine Spur des Myon-Systems auf ein  $r\Phi$ -Segment mit  $N(r, \Phi) > 10$  zeigt wird das Ereignis als Halo-Ereignis klassifiziert. Es wird auch dann als ein Halo-Ereignis angesehen, wenn zwischen einem  $r\Phi$  Segment mit  $N(r, \Phi) > 10$  und der Strahlachse keine Energie deponiert wurde.

**Zylinder-Verfahren** Spuren oder Energiedepositionen im Myon-System initiieren die Bildung von Zylindern parallel zur Strahlachse. Die in den Kalorimetern deponierte Energie innerhalb dieser Zylinder mit Radius 25 cm sowie Koinzidenzen zwischen den Myonkammer-Informationen werden untersucht und das Ereignis gegebenenfalls als Halo-Ereignis klassifiziert [35].

Mit diesen Verfahren konnten von den 178 Ereignisse 159 als Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse verworfen werden. In Tabelle 4.1 sind die Beiträge der verschiedenen Filter aufgelistet.

Filter	Anzahl verworfener Ereignisse	ausschließlich durch dieses Verfahren
Myonkammer-Verfahren	58	1
Clusterachsen-Verfahren	91	6
Energieverteilungs-Verfahren	133	26
$r\Phi$ -Segment-Verfahren	22	6
Zylinder-Verfahren	12	2

Tabelle 4.1: Anzahl der von den verschiedenen Höhenstrahlungs- und Halo-Filter verworfenen Ereignisse. In der rechten Spalte sind die Anzahlen aufgeführt, die ausschließlich durch das entsprechende Verfahren verworfen wurden.

Zwei zusätzliche Verfahren wurden bei der Selektion von *NC* Ereignissen und bei einer *CC* Selektion mit verändertem  $V$ -Schnitt benutzt. Zum einen wurde nach Spuren eines Höhenstrahlungs-Myons in der zentralen Driftkammer gesucht [36]. Zum anderen erfolgte eine Identifikation von Halo-Ereignissen mit einer Variante des Clusterachsen-Verfahrens. Bei der eigentlichen *CC* Selektion wäre mit diesen beiden zusätzlichen Verfahren jedoch keines der verbleibenden 19 Ereignisse verworfen worden.

Die  $V/S$  und  $V^{em}/V$ -Verteilungen der 19 verbleibenden Ereignisse sind in Abb. 4.23 dargestellt. Die 4 Ereignisse bei  $V^{em}/V \approx 0$  sind ein deutlicher Hinweis darauf, daß immer noch von einer Kontamination durch Myon-induzierte Ereignisse auszugehen ist.

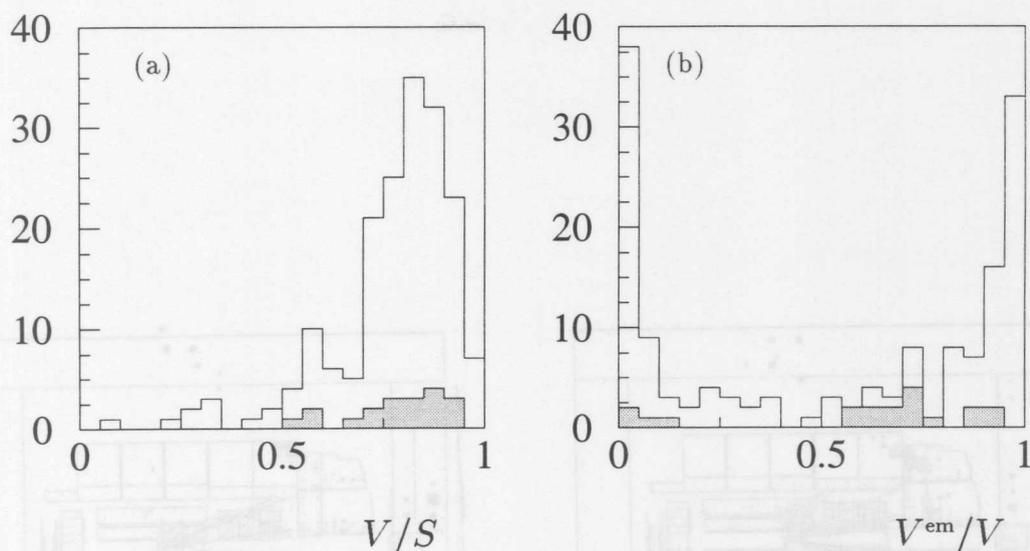


Abbildung 4.23:  $V/S$ - (a) und  $V^{em}/V$ -Verteilung (b) der 178 Ereignisse vor und der 19 Ereignisse (schattiert) nach den Höhenstrahlungs- und Halo-Filtern.

#### 4.4.5 Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion

Die Effizienz der Höhenstrahlungs- und Halo-Filter wird bei Überlagerung eines Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisses mit einem Strahl-induzierten Ereignis reduziert:

- Durch die Ungleichzeitigkeit der beiden Teilereignisse wird nur das z-Vertex-Zeitsignal setzende Teil-Ereignis — in der Regel also das Strahl-induzierte Ereignis — zum optimalen Zeitpunkt ausgelesen. Von dem anderen — zu einem falschen Zeitpunkt ausgelesenen — Teil-Ereignis gehen Informationen verloren: So können etwa Spuren im Myon-System zum Teil nicht mehr rekonstruiert werden.
- Durch überlagerte Energiedepositionen werden die im Energieverteilungs-Verfahren betrachteten Energieverteilungen beeinträchtigt.

Die verbliebenen 19 Ereignisse werden daher einzeln einer visuellen Inspektion unterworfen. In der Tat konnten 4 überlagerte Höhenstrahlungs-Ereignisse (Abb. 4.24) und ein überlagertes Halo-Ereignis (Abb. 4.25) eindeutig identifiziert und verworfen werden. Ein Verwerfen dieser Ereignisse wäre im Prinzip auch mit den Höhenstrahlungs- und Halo-Filtern möglich gewesen, wenn die Kriterien verschärft worden wären. Auf solch ein Verschärfen der Filter wurde aber verzichtet, um eine hohe Effizienz der CC Selektion zu gewährleisten.

In Abb. 4.26 sind schließlich die  $V/S$  und  $V^{em}/V$ -Verteilungen der 14 Ereignisse gezeigt.

#### 4.4.6 Zusammenstellung der Selektionsschnitte

Als Zusammenfassung sind in Tabelle 4.2 die Ereigniszahlen nach den verschiedenen Selektionsschritten aufgeführt. Ein typisches Ereignis aus der endgültigen CC Datenmenge ist in Abb. 2.6 dargestellt.

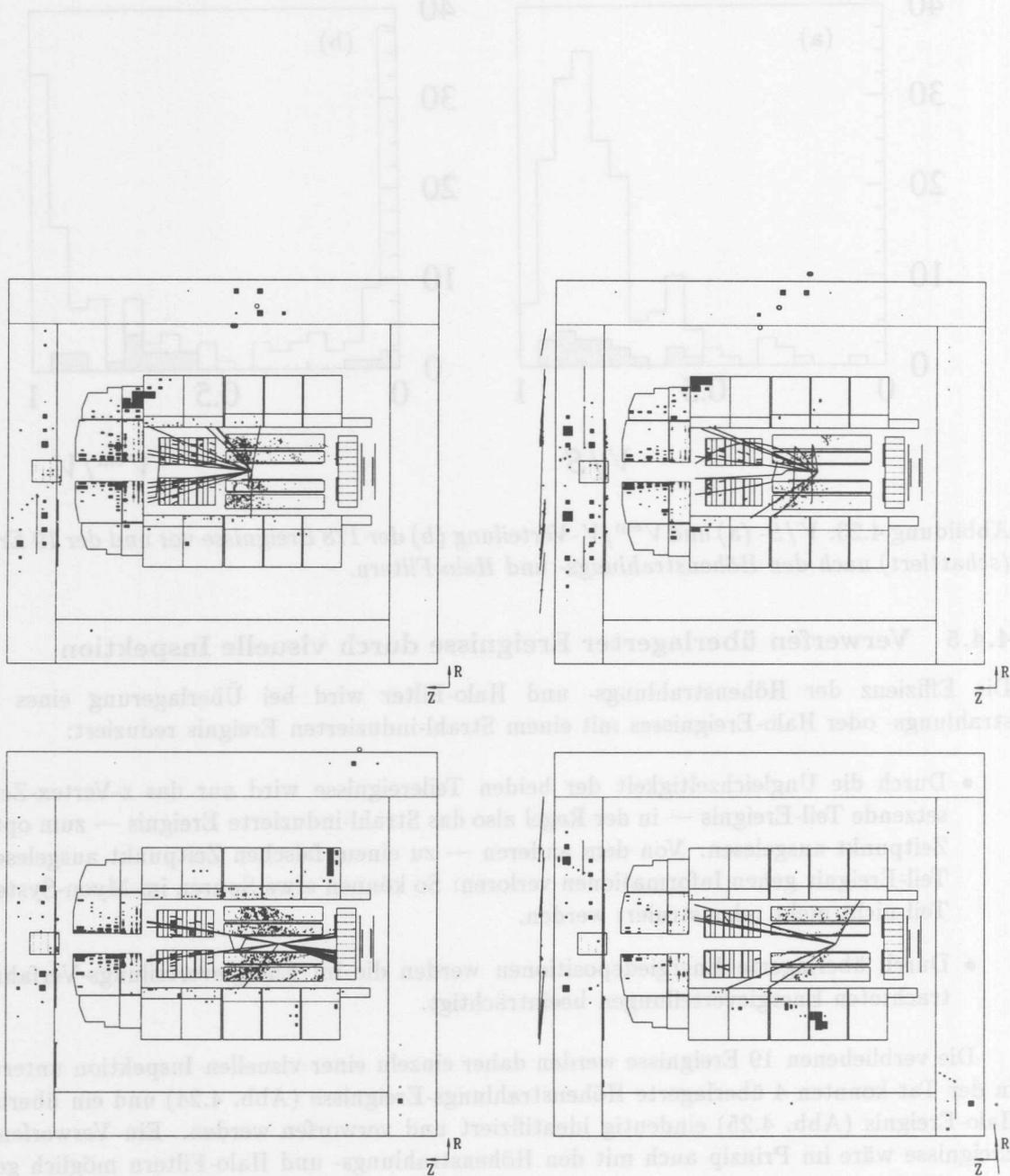


Abbildung 4.24: Darstellung der 4 überlagerten Höhenstrahlungs-Ereignissen, die bei der visuellen Inspektion verworfen wurden. Beachtenswert ist, daß in 3 der 4 Ereignissen das Myon den Detektor unter einem flachen Winkel mit Energiedepositionen im Vorwärtsbereich den Detektor durchquert. Bei solchen Konfigurationen sind die Selektionskriterien der Höhenstrahlungs-Filter zum Teil modifiziert und gelockert, um nicht auch ep Ereignisse zu verwerfen.

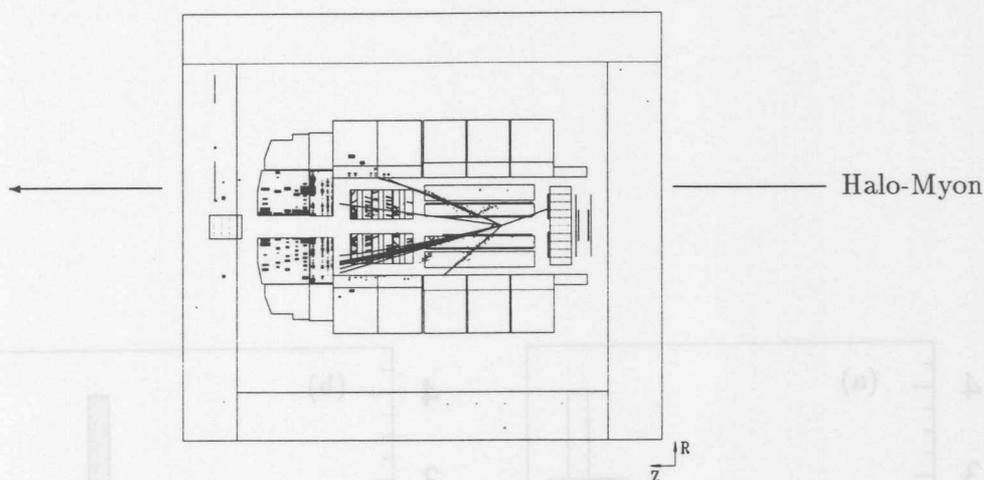


Abbildung 4.25: Darstellung des überlagerten Halo-Ereignisses, das bei der visuellen Inspektion verworfen wurde. Das Myon durchdringt den Detektor mit einem so kleinen Abstand von der Strahlachse, daß das LAr-Kalorimeter nur im Vorwärtsbereich durchquert wird.

Selektionsschritt	Anzahl akzeptierter Ereignisse
POT,DST Vorselektion	16282
V- Schnitt	3530
Triggerbedingung	1000
Vertexbedingung	178
Höhenstrahlungs- und Halo-Filter	19
Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion	14

Tabelle 4.2: Größe der Datenmenge nach den verschiedenen Selektionsschritten.

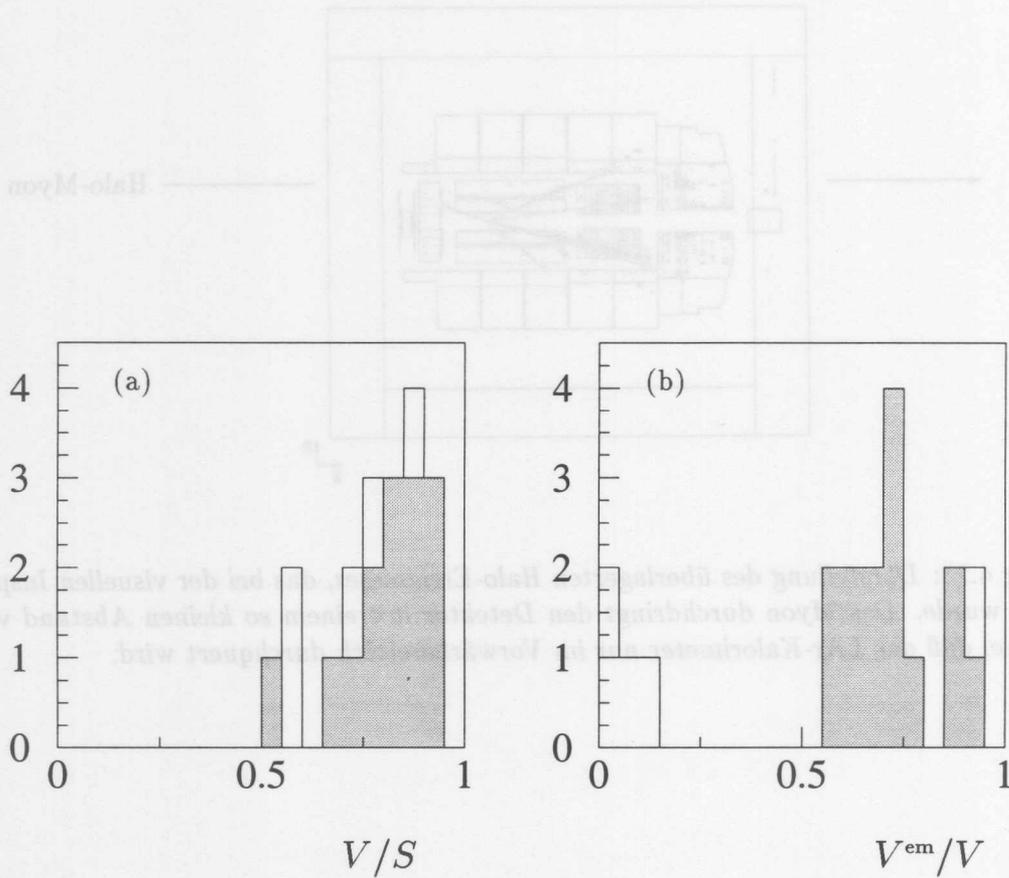


Abbildung 4.26:  $V/S$ - (a) und  $V^{em}/V$ -Verteilung (b) der 19 Ereignisse vor und der 14 Ereignisse (schattiert) nach dem Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion. Die 4 Einträge mit  $V^{em}/V < 0.2$  stammen von den 4 verworfenen überlagerten Höhenstrahlungseignissen (vgl. Abb. 4.24).

Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion	Höhenstrahlung- und Halo-Filter	Verteildichtung	Triggerbedingung	V-Schnitt	POT DST Vorsektion	Selektionsschritt
14	19	178	1000	3230	16282	Anzahl akzeptierter Ereignisse

Tabelle 4.5: Größe der Datensätze nach den verschiedenen Selektionsstufen.

## 4.5 Der Untergrund in der CC Datenmenge

Die zu betrachtenden Untergrundprozesse fallen in 2 Kategorien: Myon-induzierte und Strahl-induzierte Ereignisse.

### Untergrund von Myon-induzierten Prozessen

#### Höhenstrahlungs-Ereignisse

Zwei Charakteristika reiner Höhenstrahlungs-Ereignisse, die in der Selektion nicht ausgenutzt wurden, können zur Beurteilung des Untergrundes herangezogen werden.

- Höhenstrahlungs-Ereignisse können den Detektor zu beliebigen Zeitpunkten, also nicht nur zu den exakten Zeitpunkten eines Bunchcrossings durchqueren.
- Höhenstrahlungs-Ereignisse können auch Bunchcrossings zugeordnet werden, in denen der Protonbunch nicht gefüllt war, es also nicht zu Strahl-induzierten Prozessen kommen konnte.

In Abb. 4.27 ist der bei der Spurrekonstruktion bestimmte zeitliche Abstand zwischen der Bildung des Spursystems und dem Zeitpunkt des Bunchcrossings aufgetragen. Schattiert sind die Ereignisse dargestellt, die einem protonfreien Bunchcrossing zugeordnet wurden. In (a) ist die Verteilung der Ereignisse gezeigt, die allen automatischen Selektionskriterien bei Ausschluß der Höhenstrahlungs-Filter genügten. Deutlich ist die flache Verteilung durch Höhenstrahlungs-Ereignisse zu sehen, die auch bei ungefüllten Protonbunchen auftritt. In (b) ist die Verteilung nach Anwendung der Höhenstrahlungs-Filtern, aber noch vor der visuellen Inspektion gezeigt. Es gibt kein Anzeichen einer Kontamination dieser Datenmenge durch reine Höhenstrahlungs-Ereignisse.

In Abb. 4.27(c) ist die Verteilung der durch die Höhenstrahlungs-Filter verworfenen Ereignisse gezeigt. Bemerkenswert ist die Erhöhung zum Zeitpunkt des Bunchcrossings: Diese Erhöhung wird durch überlagerte Ereignisse gebildet, in denen das Spursystem durch ein Strahl-induziertes Teil-Ereignis — und somit zum exakten Zeitpunkt des Bunchcrossings — gebildet wurde. Solche Ereignisse können außerdem nur bei gefüllten Protonbunchen auftreten. Die beiden hier untersuchten Charakteristika reiner Höhenstrahlungs-Ereignisse — Zeitpunkt der Spurbildung und Möglichkeit, Bunchcrossings mit ungefüllten Protonbunch zugeordnet zu werden — lassen somit keine Aussage über überlagerte Ereignisse zu.

#### Halo-Ereignisse

Einen Eindruck von der Kontamination durch Halo-Ereignisse vermitteln die Informationen des Vetowand-Systems, zweier doppelter Szintillatorwände im Abstand von  $z = -6.5$  m und  $z = -8.1$  m vom Wechselwirkungspunkt. Ein den Protonbunch außerhalb des Strahlrohres begleitendes Teilchen — etwa ein Halo-Myon — durchquert das Vetowand-System zu einem charakteristischen Zeitpunkt und generiert ein Untergrundsignal. In Abb. 4.28 ist gezeigt, zu welchem Bunchcrossing solch ein Untergrundsignal generiert wurde. Als Bunchcrossing '0' wird dabei das Bunchcrossing bezeichnet, dem das Ereignis zugeordnet wurde. Somit ist zum Beispiel ein Eintrag bei '+3' ein Hinweis auf ein überlagertes Ereignis, bei dem sich bei Bunchcrossing '0' das Spursystem bildete und bei Bunchcrossing '+3' ein Halo-Myon den Detektor durchquerte.

Von den 34 Ereignissen, die den automatischen Selektionsbedingungen bei Ausschluß der Halo-Filter genügten, wurde bei 14 ein Vetowand-Untergrundsignal generiert. Die Verteilung dieser Untergrundsignale ist in Abb. 4.28 (a) gezeigt. Nach Anwenden der Halo-Filter verbleiben 19 Ereignisse, von denen lediglich bei einem ein Vetowand-Untergrundsignal generiert wurde (Abb. 4.28 (b)) Dabei handelt es sich um das in Abb. 4.25 dargestellte überlagerte Halo-Ereignis,

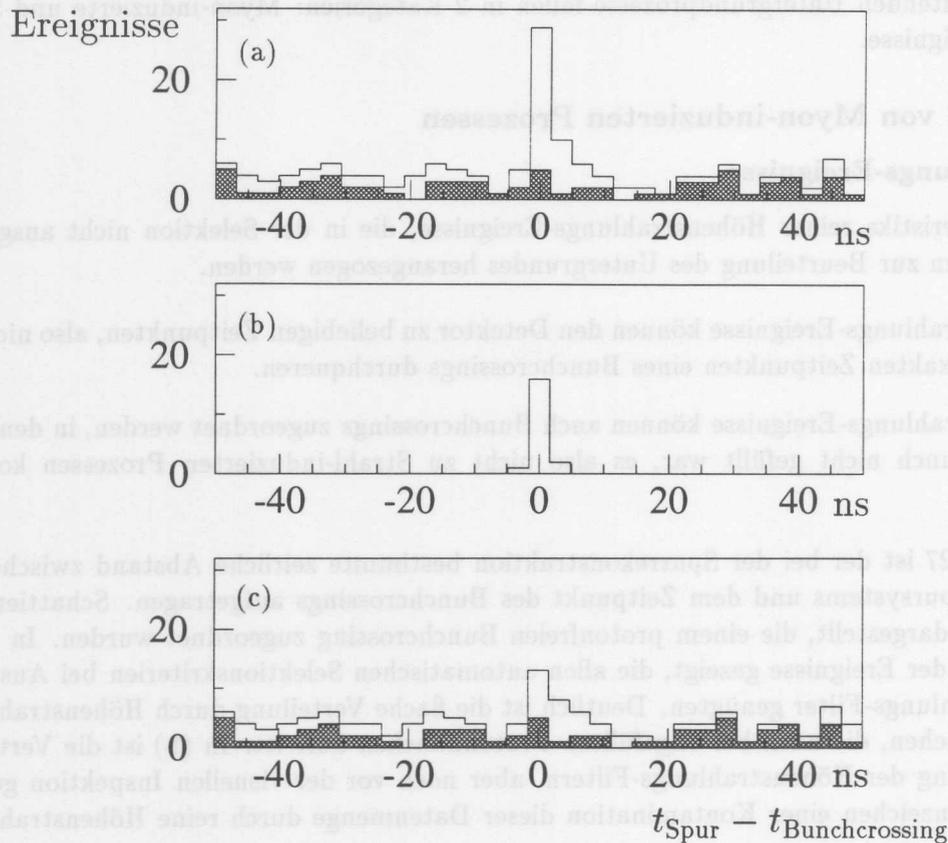


Abbildung 4.27: Zeitliche Differenz zwischen der Bildung des Spursystems und dem Bunchcrossing: (a) vor (b) nach den Höhenstrahlungs-Filtern. Die verworfenen Ereignisse (c) zeigen sowohl eine flache Struktur von reinen Höhenstrahlungs-Ereignissen als auch eine Überhöhung bei 0 ns, die von solchen Höhenstrahlungs-Ereignissen gebildet wird, denen ein Strahl-induziertes Ereignis überlagert wurde. Schattiert wurden die Beiträge solcher Ereignisse, die einem Bunchcrossing mit ungefülltem Protonbunch zugeordnet wurden.

welches bei der abschließenden visuellen Inspektion verworfen wurde. Bis auf dieses eine Ereignis gab es bei der visuellen Inspektion keine Anzeichen eines weiteren Halo-Ereignisses.

### Überlagerte Ereignisse

Eine Möglichkeit der Kontrolle der Kontamination durch überlagerte Ereignisse wird durch die Ungleichzeitigkeit der beiden Teil-Ereignisse gegeben. So ist in Abb. 4.29 für die 19 Ereignisse, die der automatischen Selektion genügten, jeweils das Bunchcrossing gezeigt, an dem die vom Triggersystem berechnete Transversalimpulssumme  $V_{\text{trigger}}$  maximal ist. Ein Eintrag bei '0' bedeutet dabei, daß sich das Maximum an seiner nominellen Position befindet, die Energiedeposition und die Bildung des Spursystems also gleichzeitig erfolgte. Allerdings ist die Zeitaufösung bei diesem Verfahren zu schlecht und die Datenmenge zu klein, als daß etwa eine statistische Subtraktion erfolgen könnte.

Überlagerte Ereignisse ließen sich auch durch optimierte Filter erkennen, in denen etwa ein einfaches Höhenstrahlungs- oder Halo-Kriterium mit einem Strahl-Gas Kriterium verknüpft wird. Bei einer größeren Datenmenge wäre auch eine Untersuchung von Ereignissen aufschlußreich, die Bunchcrossings mit ungefüllten Protonbunchen zugeordnet werden.

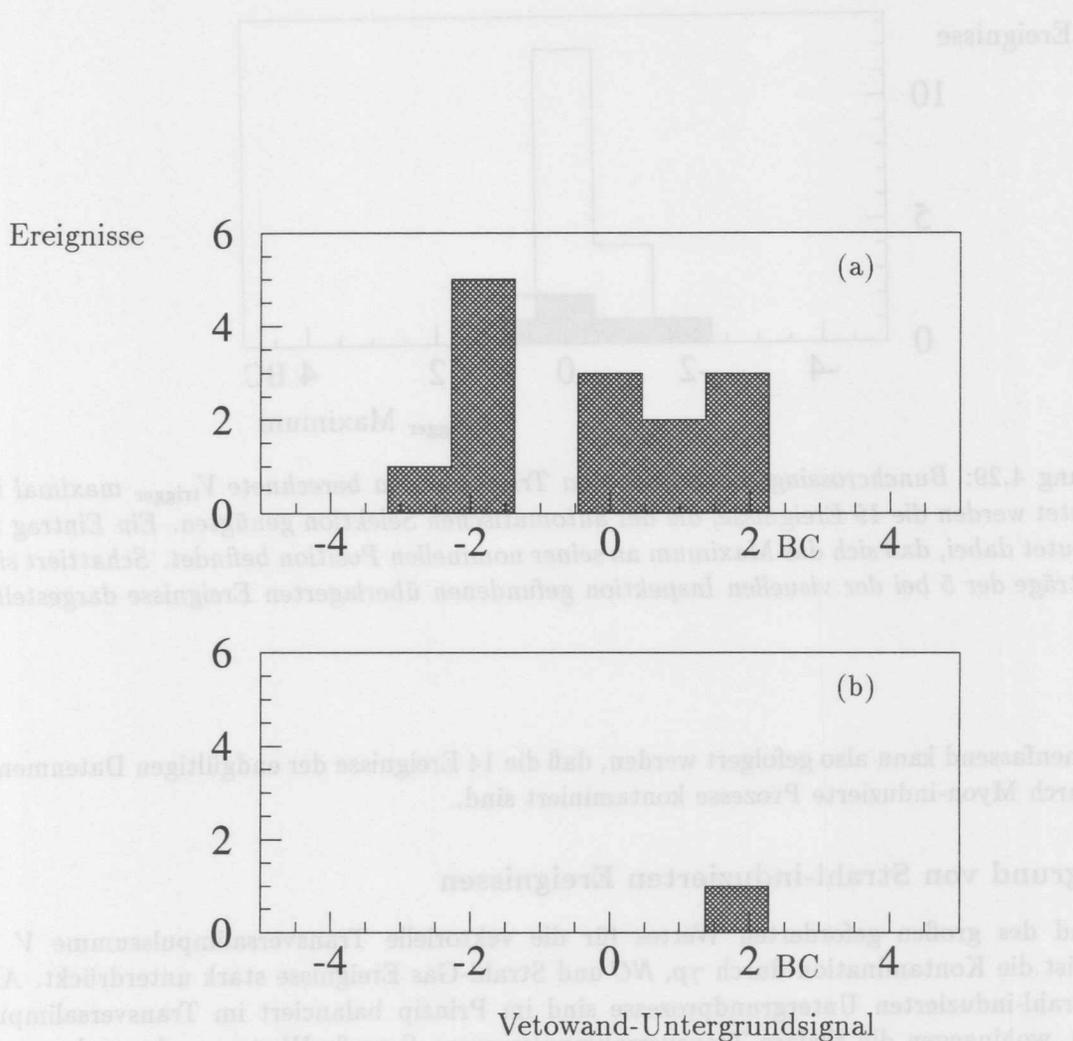


Abbildung 4.28: Bunchcrossing des Vetowand-Untergrundsignals. Gezeigt wird in (a) die Verteilung der Ereignisse vor den Halo-Filtern, bei denen in 14 von insgesamt 34 Ereignissen ein Untergrundsignal generiert wurde. In (b) ist der Eintrag des einen von insgesamt 19 Ereignissen nach Anwendung der Halo-Filter gezeigt.

Für die vorliegende Arbeit wurden diese Möglichkeiten nicht in einer automatisierten Form ausgenutzt. Die Datenmenge war so klein, daß eine detaillierte Untersuchung jedes einzelnen Ereignisses erfolgen konnte. Neben den 5 bei der visuellen Inspektion verworfenen Ereignissen gab es keine Anzeichen weiterer überlagerter Ereignisse.

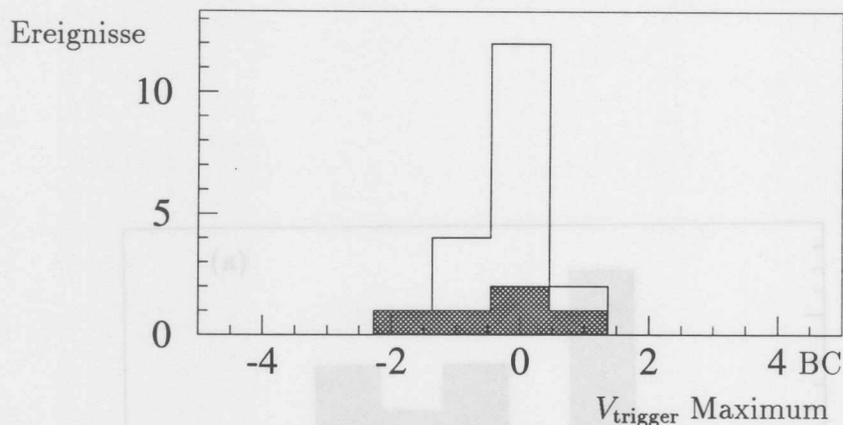


Abbildung 4.29: *Bunchcrossing*, an dem das im Triggersystem berechnete  $V_{\text{trigger maximum}}$  ist. Betrachtet werden die 19 Ereignisse, die der automatischen Selektion genügten. Ein Eintrag bei '0' bedeutet dabei, daß sich das Maximum an seiner nominellen Position befindet. Schattiert sind die Einträge der 5 bei der visuellen Inspektion gefundenen überlagerten Ereignisse dargestellt.

Zusammenfassend kann also gefolgert werden, daß die 14 Ereignisse der endgültigen Datenmenge nicht durch Myon-induzierte Prozesse kontaminiert sind.

### Untergrund von Strahl-induzierten Ereignissen

Aufgrund des großen geforderten Wertes für die vektorielle Transversalimpulssumme  $V > 25 \text{ GeV}$  ist die Kontamination durch  $\gamma p$ ,  $NC$  und Strahl-Gas Ereignisse stark unterdrückt. Alle diese Strahl-induzierten Untergrundprozesse sind im Prinzip balanciert im Transversalimpuls ( $V \approx 0$ ), wohingegen die skalare Transversalimpulssumme  $S$  große Werte annehmen kann. In Abb. 4.30 (a) ist die Verteilung von  $NC$  Ereignissen in der  $SV$ -Ebene gezeigt, in (b) die Verteilung von  $\gamma p$  Ereignissen. Zum Vergleich ist in (c) die Verteilung der 14  $CC$  Kandidaten und in (d) die Verteilung von  $CC$  Monte Carlo Ereignissen dargestellt.

### Untergrund von $NC$ Ereignissen

Für die Untersuchung der Kontamination der  $CC$  Daten durch  $NC$  Ereignisse sind 2 Fälle zu unterscheiden. Zum einen könnten extreme Fluktuationen bei der Energiemessung in einem Ereignis zu einem Wert  $V > 25 \text{ GeV}$  führen. Solche  $NC$  Ereignisse ließen sich aber anhand des gestreuten Elektrons identifizieren. Unter den 14 Ereignissen läßt sich jedoch kein Ereignis mit einem Elektron finden. Zum anderen bestünde die Möglichkeit, daß das gestreute Elektron nicht oder nur unvollständig im Detektor nachgewiesen wird. Jedoch kann das Elektron bei der Forderung  $V_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$  nur in einen Winkelbereich  $1.7^\circ < \Theta < 129.5^\circ$  gestreut werden. Bis auf den Übergangsbereich zwischen dem LAr-Kalorimeter und dem Silizium-Kupfer Kalorimeter in der extremen Vorwärtsregion ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen in diesem

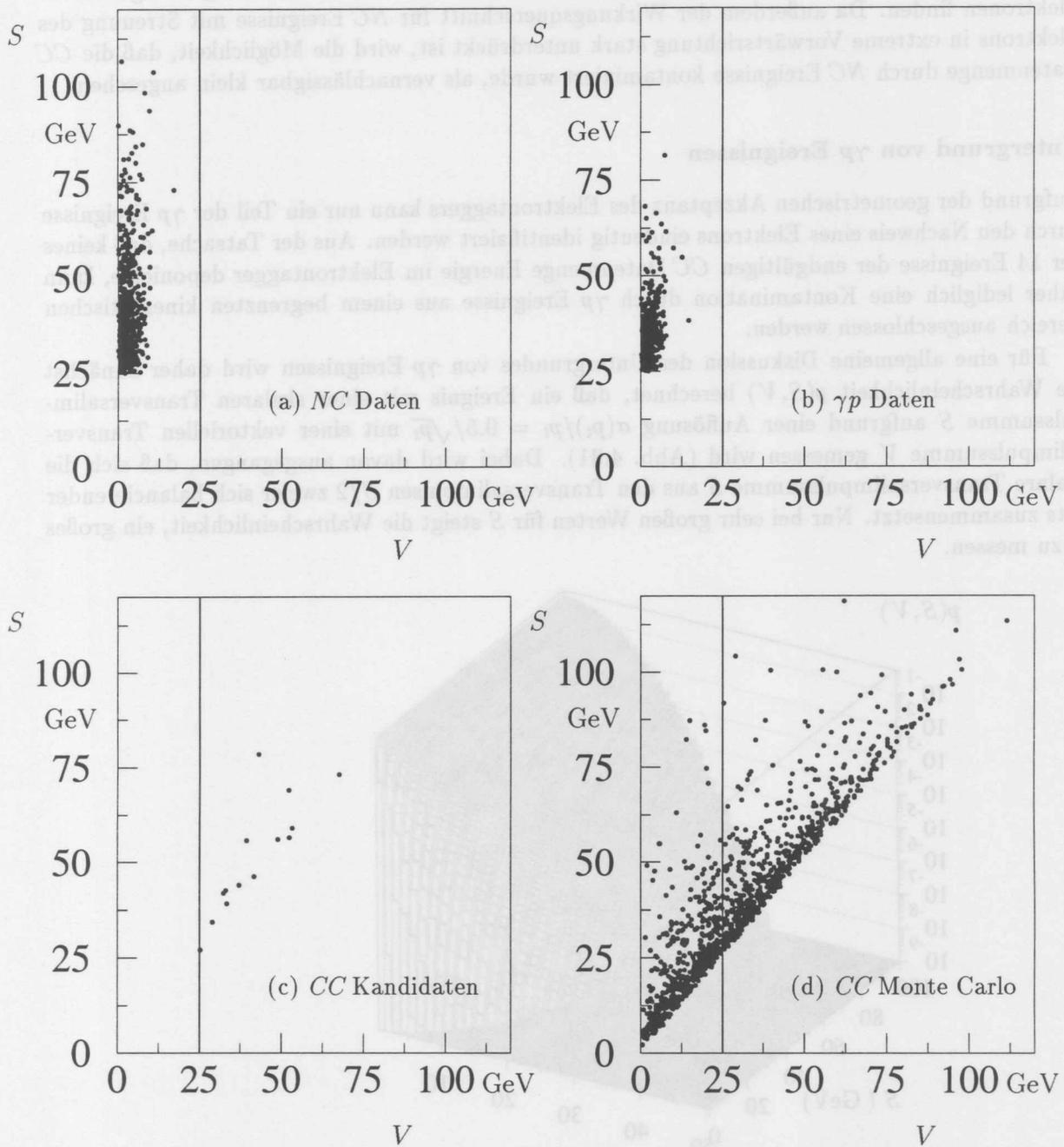


Abbildung 4.30: Verteilungen von Ereignissen in der  $SV$ -Ebene: (a) NC Ereignisse, (b)  $\gamma p$  Ereignisse mit jeweils  $S > 25$  GeV, (c) die 14 CC Kandidaten und (d) CC Monte Carlo Ereignisse ( $Q_{\text{gen}}^2 > 25$  GeV<sup>2</sup>).

Winkelbereich jedoch sehr hoch. Selbst dann, wenn im Kalorimeter überhaupt keine Energie deponiert werden würde, ließe sich das Elektron noch im Spurkammersystem nachweisen. Bei der visuellen Inspektion der Ereignisse ließen sich keine Hinweise auf unvollständig nachgewiesene Elektronen finden. Da außerdem der Wirkungsquerschnitt für  $NC$  Ereignisse mit Streuung des Elektrons in extreme Vorwärtsrichtung stark unterdrückt ist, wird die Möglichkeit, daß die  $CC$  Datenmenge durch  $NC$  Ereignisse kontaminiert wurde, als vernachlässigbar klein angesehen.

### Untergrund von $\gamma p$ Ereignissen

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Elektronentaggers kann nur ein Teil der  $\gamma p$  Ereignisse durch den Nachweis eines Elektrons eindeutig identifiziert werden. Aus der Tatsache, daß keines der 14 Ereignisse der endgültigen  $CC$  Datenmenge Energie im Elektronentagger deponierte, kann daher lediglich eine Kontamination durch  $\gamma p$  Ereignisse aus einem begrenzten kinematischen Bereich ausgeschlossen werden.

Für eine allgemeine Diskussion des Untergrundes von  $\gamma p$  Ereignissen wird daher zunächst die Wahrscheinlichkeit  $p(S, V)$  berechnet, daß ein Ereignis mit einer skalaren Transversalimpulssumme  $S$  aufgrund einer Auflösung  $\sigma(p_t)/p_t = 0.5/\sqrt{p_t}$  mit einer vektoriellen Transversalimpulssumme  $V$  gemessen wird (Abb. 4.31). Dabei wird davon ausgegangen, daß sich die skalare Transversalimpulssumme  $S$  aus den Transversalimpulsen  $S/2$  zweier sich balancierender Jets zusammensetzt. Nur bei sehr großen Werten für  $S$  steigt die Wahrscheinlichkeit, ein großes  $V$  zu messen.

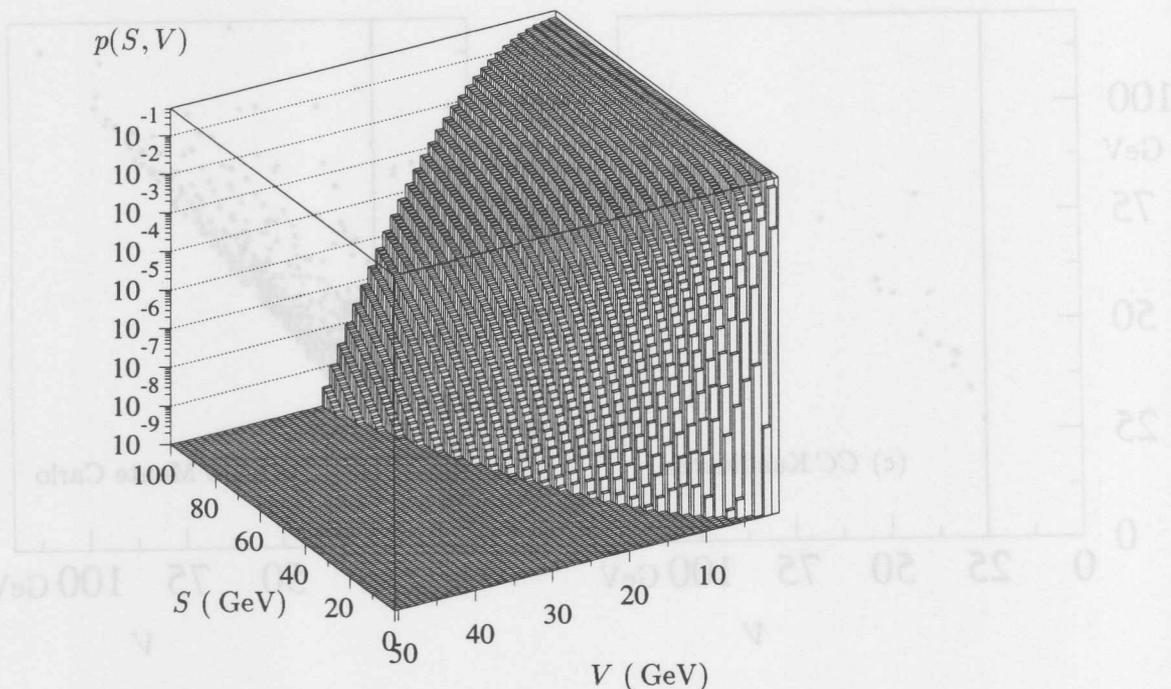


Abbildung 4.31: Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein aus 2 Jets gebildetes Ereignis mit vorgegebenen  $S$  aufgrund der Detektorauflösung mit  $V$  gemessen wird.

Diese Wahrscheinlichkeit  $p(S, V)$  kann nun mit einer einfachen, auf Messungen realer  $\gamma p$  Ereignissen [37] beruhenden Parametrisierung des differentiellen  $\gamma p$  Wirkungsquerschnittes  $d\sigma^{\gamma p}/dS$  [38] verknüpft werden. Es ergibt sich damit die Anzahl  $N(S, V)$  von  $\gamma p$  Ereignissen, die bei einer Datenmenge entsprechend der benutzten integrierten Luminosität bei einem gegebenen  $S, V$  zu erwarten ist. In Abb. 4.32 (a) ist diese Anzahl  $N(S, V)$  in Abhängigkeit von  $S, V$  aufgetragen, in (b) die Projektion auf die  $V$ -Achse. Die erwartete Anzahl an Ereignissen mit

$V > 25$  GeV ist vernachlässigbar klein. Dagegen sollte in dem Bereich  $10 \text{ GeV} < V < 15 \text{ GeV}$  der Ausläufer der Verteilung von  $\gamma p$  Ereignissen mit 10 - 20 Ereignissen sichtbar werden.

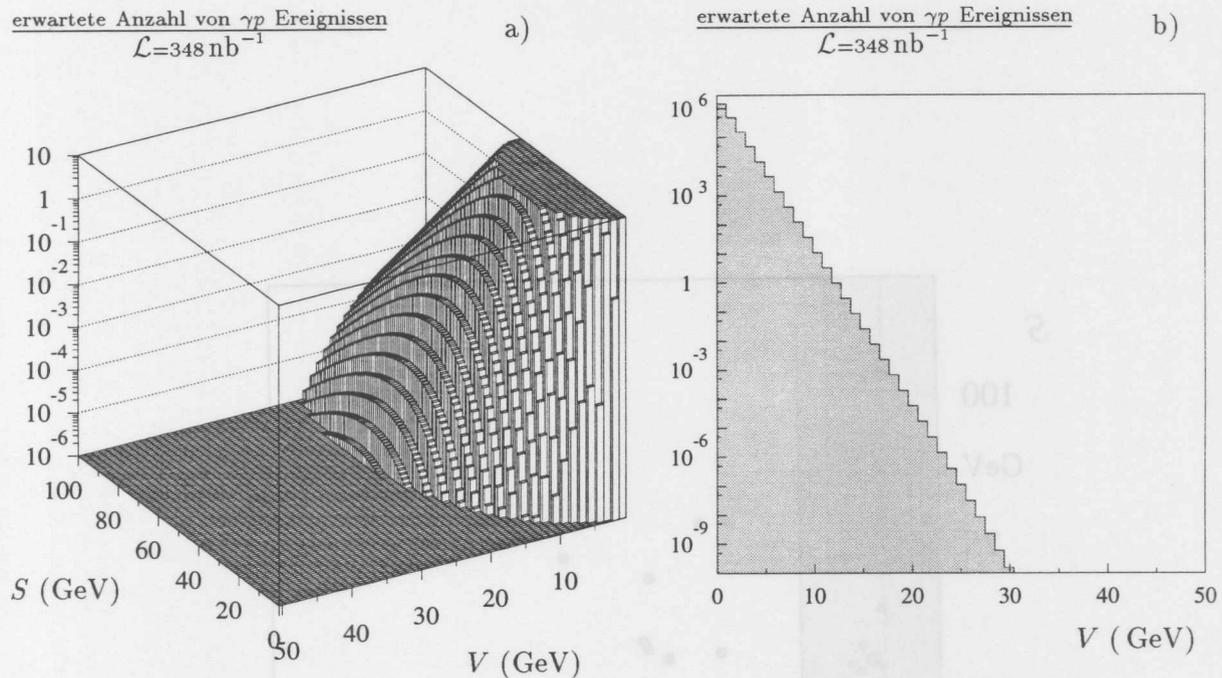


Abbildung 4.32: Erwartete Anzahl von  $\gamma p$  Ereignissen bei einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 348 \text{ nb}^{-1}$ : (a) in der  $SV$ -Ebene, (b) in Abhängigkeit von  $V$ .

Neben diesen groben quantitativen Aussagen lassen die beiden folgenden Aussagen über die Verteilung von  $\gamma p$  Ereignissen treffen:

- Wenn es wirklich  $\gamma p$  Ereignisse gäbe, die die  $V$  Bedingung erfüllen, so sind etwa bei  $V \approx 25 \text{ GeV}$  Werte für  $S$  von  $S \approx 50 \text{ GeV}$  zu erwarten.
- Aufgrund des steilen Abfalls von  $d\sigma^{\gamma p}/dS$  ist ein sehr steiler Abfall der Anzahl von  $\gamma p$  Ereignissen mit steigendem  $V$  zu erwarten. So sollte die Zahl der  $\gamma p$  Ereignisse in dem Bereich  $15 \text{ GeV} < V < 20 \text{ GeV}$  um mehr als 5 Größenordnungen größer sein als die Zahl in dem Bereich  $25 \text{ GeV} < V < 30 \text{ GeV}$ .

Die Selektion der  $CC$  Ereignisse wurde nun bei einem reduzierten  $V$  Schnitt von  $V > 10 \text{ GeV}$  wiederholt und die insgesamt 47 Ereignisse in Abb. 4.33 in der  $SV$ -Ebene dargestellt. Der Großteil der 25 Ereignisse mit  $10 \text{ GeV} < V < 15 \text{ GeV}$  haben tatsächlich  $S$ -Werte, die deutlich größer als  $V$  sind. In der Tat lassen sich sogar 4 Ereignisse mit  $10 \text{ GeV} < V < 15 \text{ GeV}$  durch ein Elektrontagger Signal als  $\gamma p$  Ereignisse identifizieren. (Darüberhinaus konnten in diesem Bereich 6 Ereignisse durch den Nachweis eines Elektrons im LAr-Kalorimeter als  $NC$  Ereignisse identifiziert werden.)

Sowohl die Anzahl der Ereignisse als auch die Verteilung in der  $SV$ -Ebene entspricht den Erwartungen. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich unter den Ereignissen mit  $V > 25 \text{ GeV}$  noch  $\gamma p$  Ereignisse befinden, kann somit als vernachlässigbar klein angesehen werden.

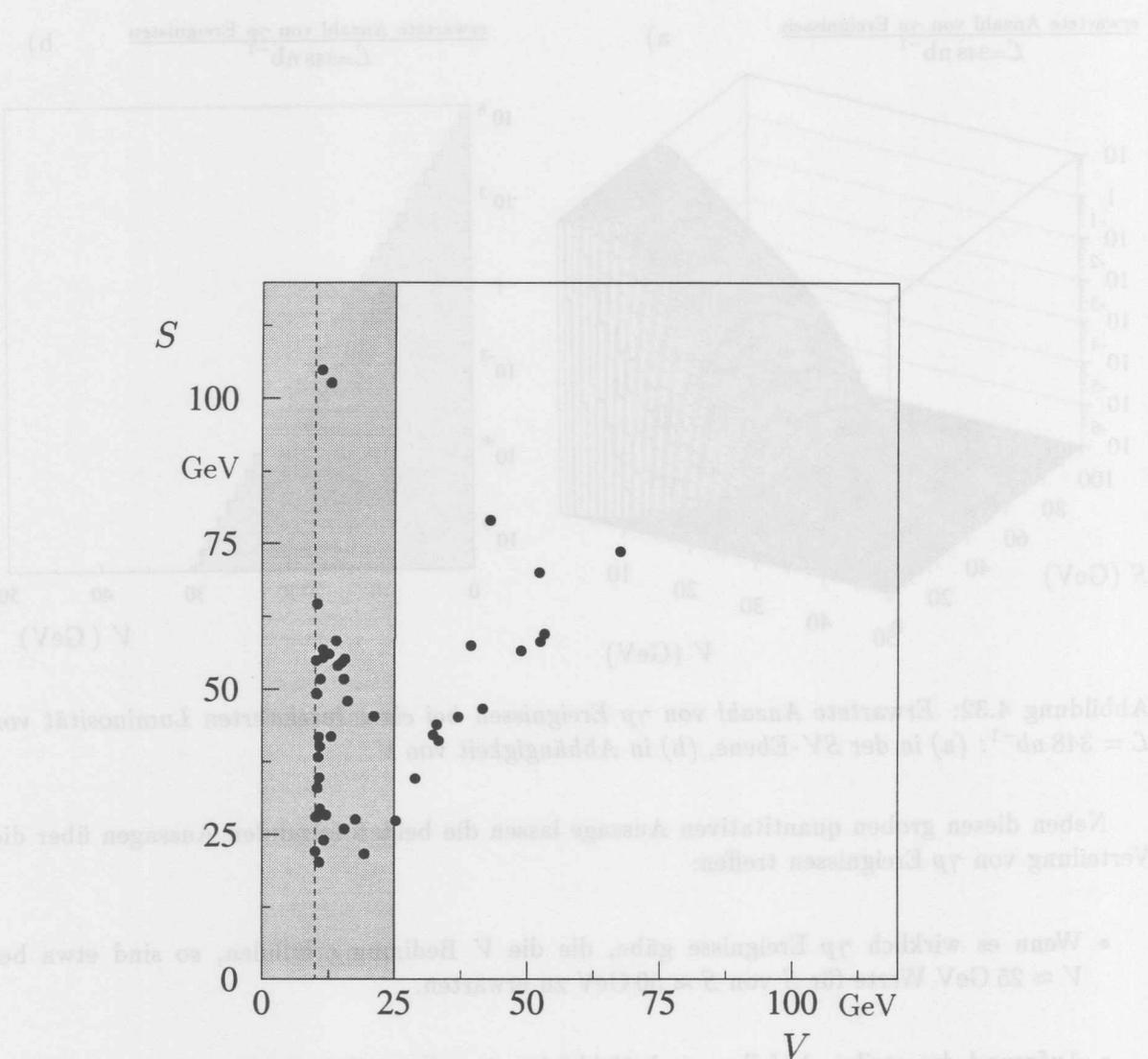


Abbildung 4.33:  $SV$ -Verteilung der Ereignisse, die den Selektionsbedingungen bei einem modifizierten  $V$  Schnitt von  $V = 10 \text{ GeV}$  genügen.

Die Selektion der CC-Ereignisse wurde nun bei einem reduzierten  $V$  Schnitt von  $V < 10 \text{ GeV}$  wiederholt und die insgesamt 47 Ereignisse in Abb. 4.33 in der  $SV$ -Ebene dargestellt. Der Großteil der 25 Ereignisse mit  $10 \text{ GeV} < V < 15 \text{ GeV}$  haben tatsächlich  $S$ -Werte, die deutlich größer als  $V$  sind. In der Tat lassen sich sogar 4 Ereignisse mit  $10 \text{ GeV} < V < 15 \text{ GeV}$  durch ein Elektronensignal als  $\gamma\gamma$ -Ereignisse identifizieren. (Darüber hinaus konnten in diesem Bereich 6 Ereignisse durch den Nachweis eines Elektrons im Lat-Kalorimeter als WC-Ereignisse identifiziert werden.)

Sowohl die Anzahl der Ereignisse als auch die Verteilung in der  $SV$ -Ebene entspricht den Erwartungen. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich unter den Ereignissen mit  $V > 25 \text{ GeV}$  noch  $\gamma\gamma$ -Ereignisse befinden, kann somit als vernachlässigbar klein angesehen werden.

### Untergrund von Strahl-Gas Ereignissen

Der Beitrag von Strahl-Gas Wechselwirkungen kann durch Ereignisse untersucht werden, die einem Bunchcrossing zugeordnet werden, in dem ausschließlich der Protonbunch gefüllt war, die also keinesfalls aus einer  $ep$  Kollision stammen können. Die Anzahl solcher eindeutig identifizierten Ereignisse in der vorselektierten Datenmenge war allerdings zu unbedeutend, als daß quantitative Aussagen möglich wären.

Allerdings sind Strahl-Gas Ereignisse ebenso wie  $\gamma p$  und  $NC$  Ereignisse balanciert im Transversalimpuls und könnten nur durch extreme Fluktuationen mit  $V > 25$  GeV gemessen werden. Die qualitative Diskussion der Möglichkeit einer Kontamination durch  $\gamma p$  Ereignisse kann somit im wesentlichen auf Strahl-Gas Ereignisse übertragen werden. Jedoch ist für Strahl-Gas Prozesse ein noch steilerer Abfall des Wirkungsquerschnittes mit zunehmendem  $S$  zu erwarten. Insbesondere steht in Strahl-Gas Ereignissen nur eine begrenzte Schwerpunktsenergie zur Verfügung: Statt  $\sqrt{s} = 296$  GeV wie bei der  $ep$  Streuung erfolgt etwa die Wechselwirkung eines Strahl-Protons mit einem ruhenden Proton lediglich mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 55$  GeV. Die Wahrscheinlichkeit einer Kontamination durch Strahl-Gas Ereignisse kann daher als vernachlässigbar klein angesehen werden.

Abschließend sei festgehalten:

- Die Datenmenge mit den 14 Ereignissen zeigt keine Anzeichen einer Kontamination durch Myon-induzierte Prozesse.
- Die Wahrscheinlichkeit einer Kontamination durch Strahl-induzierte Prozesse ist vernachlässigbar klein.
- Eine detaillierte visuelle Inspektion der 14 Ereignisse zeigt keine Hinweise auf eventuelle technische Probleme, etwa durch elektronische Rauschsignale (noise).

Damit kann davon ausgegangen werden, daß es sich bei den 14 Ereignissen ausschließlich um  $CC$  Ereignisse handelt.

## 4.6 Die Selektion von $NC$ Ereignissen

$NC$  Ereignisse sind für diese Arbeit in zweierlei Hinsicht von Interesse:

- Das Studium systematischer Effekte bei der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes erfolgt in dieser Arbeit im wesentlichen anhand von  $NC$  Ereignissen: Wenn die vom Elektron erzeugten Detektorsignale ignoriert werden, gleichen sich  $NC$  und  $CC$  Ereignisse in hohem Maße. Für diese Studien ist eine Selektion anzustreben, die weitgehend unabhängig von den zu untersuchenden Eigenschaften des hadronischen Systems ist. Die Selektion sollte daher vorwiegend auf den Eigenschaften des Elektrons beruhen ( $NC$  Selektion 1).
- Um die Konsistenz der  $CC$  Analyse zu überprüfen, wird außerdem eine  $NC$  Selektion möglichst analog zur  $CC$  Selektion vorgenommen. Insbesondere bei Bildung des Verhältnisses

$$R = \frac{\sigma^{NC}}{\sigma^{CC}}$$

können sich bei einer möglichst parallelen Selektion systematische Unsicherheiten kompensieren. Für diese Konsistenzstudien ist daher eine Selektion anzustreben, die weitgehend auf den Eigenschaften des hadronischen Systems der Ereignisse beruht ( $NC$  Selektion 2).

### $NC$ Selektion 1 — Selektion für das Studium systematischer Effekte

Die Auswahl der Daten für die  $NC$  Selektion folgt den gleichen Kriterien wie die Datenauswahl für die  $CC$  Selektion (vgl. Abschnitt 4.1). Nach der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Vorselektion verbleibt eine Datenmenge von 5944 Ereignissen. Es werden dann die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter angewandt. Für die weitere Selektion wird in den Ereignissen nach kompakten, isolierten und energiereichen Clustern im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters gesucht, wie sie durch Elektronen gebildet werden. Für einige Studien wird außerdem eine rekonstruierte Spur im Spurkammersystem mit Richtung auf den Cluster gefordert. Der restriktivsten Selektion — einer Kombination von Kriterien von [39] und [29] — genügen 515 Ereignisse, von denen 85 ein  $V_{had} > 25$  GeV haben.  $V_{had}$  ist dabei berechnet wie die Größe  $V$  (Gl. 4.14), jedoch unter Ausschluß der dem Elektron zugeordneten Kalorimeterzellen.

Zu beachten ist:

- Bei der Selektion wurde keine Triggerbedingung gestellt. Es kann davon ausgegangen werden, daß der weitaus größte Teil der Ereignisse unabhängig vom hadronischen System nur aufgrund der Signale des Elektrons eine Triggerbedingung erfüllt hätte (etwa die Bedingung des LAr-Elektrontrigger, siehe Abschnitt 3.3). Daher ermöglichen diese  $NC$  Ereignisse das Studium der Triggereffizienzen von  $CC$  Ereignissen, bei denen ja ausschließlich das hadronische System beobachtet werden kann.
- Bei der Selektion wurde neben der DST Spurbedingung keine weitere Anforderung an das Spursystem gestellt. Selbst die DST Spurbedingung kann schon von der Spur des Elektrons erfüllt werden. Damit ermöglicht diese  $NC$  Datenmenge auch die Untersuchung der Wahrscheinlichkeit, daß aufgrund der Signale des hadronischen Systems ein Vertex rekonstruiert werden kann.

Die visuelle Inspektion der Daten zeigt, daß die Kontamination durch Höhenstrahlungs- oder  $\gamma p$ -Ereignisse für das Studium systematischer Effekte vernachlässigt werden kann.

### NC Selektion 2 — Selektion für die Konsistenzstudien

Ausgegangen wird auch hier von der vorselektierten NC Kandidatenmenge mit 5944 Ereignissen. Der wesentliche Selektionsschnitt soll — parallel zum  $V$  Schnitt in der  $CC$  Selektion — ein Schnitt bei  $V_{\text{had}} > 25$  GeV sein.

#### Der $V_{\text{had}}$ Schnitt

Um ein  $V_{\text{had}}$  zu berechnen, bei dem die Anforderungen an das Elektron minimal sind, wird in Anlehnung an die POT Selektion (Abschnitt 4.2) und an [3] wie folgt vorgegangen:

- Zunächst werden die Cluster des Ereignisses betrachtet. Aus der Energie  $E^{\text{cluster,LAr}}$ , die ein Cluster  $i$  im LAr-Kalorimeter deponiert, werden die Energiekomponenten  $E_x^{\text{cluster,LAr}}$  und  $E_y^{\text{cluster,LAr}}$  berechnet:

$$E_x^{\text{cluster,LAr}} = E^{\text{cluster,LAr}} \cos \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.17)$$

$$E_y^{\text{cluster,LAr}} = E^{\text{cluster,LAr}} \sin \Phi_i \cos \Theta_i \quad (4.18)$$

- Sofern der Transversalimpuls  $E_t^{\text{cluster,LAr}} = \sqrt{(E_x^{\text{cluster,LAr}})^2 + (E_y^{\text{cluster,LAr}})^2}$  des Clusters  $i$  den Wert von 5 GeV übersteigt, wird um die Achse Vertex - Cluster  $i$  ein Zylinder  $i$  mit einem Radius von 25 cm gebildet. Es werden mit den Zell-Energien innerhalb und außerhalb dieses Zylinders die Größen  $V^{\text{in Zyl}(i)}$  und  $V^{\text{ohne Zyl}(i)}$  berechnet:

$$E_{x,y,z}^{\text{in Zyl}(i)} = \sum_{\text{LAr-Zellen in Zyl}(i)} (E_{x,y,z})_j \quad (4.19)$$

$$E_{x,y,z}^{\text{ohne Zyl}(i)} = \sum_{\text{LAr-Zellen ohne Zyl}(i)} (E_{x,y,z})_j \quad (4.20)$$

$$V^{\text{in Zyl}(i)} = \sqrt{(E_x^{\text{in Zyl}(i)})^2 + (E_y^{\text{in Zyl}(i)})^2} \quad (4.21)$$

$$V^{\text{ohne Zyl}(i)} = \sqrt{(E_x^{\text{ohne Zyl}(i)})^2 + (E_y^{\text{ohne Zyl}(i)})^2} \quad (4.22)$$

Dabei werden die Positionen der Zellen bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex oder — sofern dieser nicht existiert — bezüglich des nominellen Wechselwirkungspunktes berechnet.

Außerdem wird die Größe  $M^{\text{Zyl}(i)}$  des Zylinders berechnet: Mit:

$$E^{\text{in Zyl}(i)} = \sum_{\text{LAr-Zellen in Zyl}(i)} E_j \quad (4.23)$$

wird

$$M^{\text{Zyl}(i)} = \sqrt{(E^{\text{in Zyl}(i)})^2 - (E_x^{\text{in Zyl}(i)})^2 - (E_y^{\text{in Zyl}(i)})^2 - (E_z^{\text{in Zyl}(i)})^2}. \quad (4.24)$$

Bei masselosen Teilchen wäre diese Größe  $M^{\text{Zyl}(i)}$  die invariante Masse.

- Der maximale  $V^{\text{ohne Zyl}(i)}$  Wert bei Zylindern mit  $V^{\text{in Zyl}(i)} > 12.5$  GeV wird als  $V_{\text{had}}$  bezeichnet:

$$V_{\text{had}} = \max_i \{ V^{\text{ohne Zyl}(i)} | V^{\text{in Zyl}(i)} > 12.5 \text{ GeV} \} \quad (4.25)$$

Wenn für das auf diese Weise gebildete  $V_{\text{had}}$  gilt:

$$V_{\text{had}} > 25 \text{ GeV} \quad (4.26)$$

wird das Ereignis akzeptiert.

Der Zylinder  $i$ , bei dem die Größe  $M^{\text{Zyl}(i)}$  bei erfüllter Bedingung  $V^{\text{ohne Zyl}(i)} > 25$  GeV minimal ist, wird im folgenden als Elektron-Zylinder bezeichnet.

### Die Triggerbedingung

Das wesentliche Triggerelement für die *CC* Ereignisse ist (vgl. Abschnitt 3.3)

$$V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} = 6 \text{ FADC-Einheiten} (= 3 \text{ GeV}).$$

Um eine entsprechende Bedingung an die *NC* Ereignisse zu stellen, werden die digitalisierten Energiewerte der  $2 \times 240$  *Big Tower* (BT) des LAr-Trigger (siehe Abschnitt 3.3) entsprechend der Summation in dem Triggersystem nachträglich mit einem LAr-Trigger Simulationsprogramm erneut zu einem  $V_{\text{trigger}}$  aufsummiert (vgl. Abschnitt 5.2). Wenn für die Summation die BT in Richtung des Elektron-Zylinders ausgeschlossen werden, so läßt sich ein  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  berechnen, also der Wert, den das Triggersystem berechnet hätte, wenn lediglich das hadronische System beobachtet worden wäre. Für die *NC* Selektion wird gefordert, daß das  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  der Bedingung

$$V_{\text{trigger}}^{\text{had}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} = 6 \text{ FADC-Einheiten} (= 3 \text{ GeV})$$

genügt.

### Die Vertexbedingung

Bei der Selektion der *NC* Ereignisse wird wie bei der *CC* Selektion die Existenz eines rekonstruierten Ereignis-Vertex mit einer  $z$ -Komponente innerhalb von  $\pm 50$  cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt gefordert. Diese Bedingung muß auch dann noch erfüllt sein, wenn Spuren, die in Richtung des Elektron-Zylinders weisen, von der Vertex-Rekonstruktion ausgeschlossen werden.

### Die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter

Für die *NC* Selektion werden die gleichen Höhenstrahlungs- und Halo-Filter wie bei der *CC* Selektion benutzt.

### Der Schnitt in der Größe $M^{\text{Zyl}}$ des Elektron-Zylinders

Nach obigen Selektionsschritten verbleibt eine Datenmenge mit 90 Ereignissen. Wie die visuelle Inspektion der Ereignisse bestätigt, befinden sich darunter keine Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse. In Abb. 4.34 (a) ist für diese Ereignisse die Energie der Elektron-Zylinder gegen ihre Winkel  $\Theta$  aufgetragen. Zum Vergleich ist in (b) die gleiche Verteilung für *NC* Monte Carlo Ereignisse gezeigt. Auffällig sind die nur in den Daten beobachteten Elektron-Zylinder mit großer Energie und kleinem Winkel  $\Theta$ . Wie die visuelle Inspektion der Daten bestätigt, werden diese Elektron-Zylinder nicht von Elektronen, sondern von hadronischen Jets gebildet. In der Tat läßt sich die Bedingung der Existenz eines Zylinders  $i$  mit  $V^{\text{ohne Zyl}(i)} > 25 \text{ GeV}$  auch erfüllen durch:

- $\gamma p$  Ereignisse mit 2 hadronischen Jets hoher Transversalimpulse.
- *NC* Ereignisse, in denen bei dem Zylinder um das wahre Elektron  $V^{\text{ohne Zyl}(i)} < 25 \text{ GeV}$  gemessen wird. In solchen Ereignissen kann es unter Umständen dazu kommen, daß bei der Bildung eines Zylinders um einen hadronischen Jet ein  $V^{\text{ohne Zyl}(i)} > 25 \text{ GeV}$  gemessen und dieser Zylinder als Elektron-Zylinder angesehen wird.

Um die Möglichkeit der Bildung des Elektron-Zylinders durch einen hadronischen Jet zu reduzieren, werden durch ein zusätzliches Selektionskriterium Ereignisse mit Elektron-Zylindern mit hohen Werten für  $M^{\text{Zyl}}$  verworfen. In Abb. 4.35 (a) ist für die 90 Ereignisse die Größe  $M^{\text{Zyl}}$  der Elektron-Zylinder in Abhängigkeit von der Transversalenergie  $E_t^{\text{Zyl}(i)} = E^{\text{in Zyl}(i)} \sin(\Theta_{\text{Zyl}(i)})$

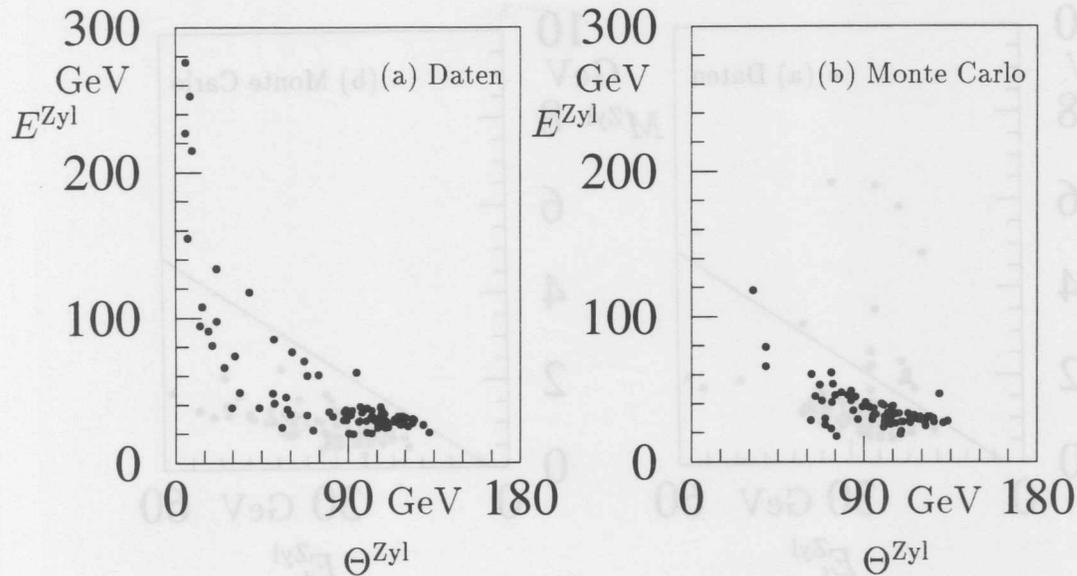


Abbildung 4.34: Verteilung der Energie der Elektron-Zylinder gegen ihre Winkel  $\Theta$  der 90 NC Kandidaten. Zum Vergleich ist in (b) die Verteilung von NC Monte Carlo Ereignissen gezeigt, bei denen zusätzlich gefordert wurde, daß der Elektron-Zylinder tatsächlich in Richtung des generierten Elektrons liegt. Auffallend in (a) sind Elektron-Zylinder hoher Energie und kleiner Winkel  $\Theta$ , die — wie bei der visuellen Inspektion deutlich wird — nicht durch Elektronen sondern durch hadronische Jets gebildet wurden. Die Häufung von Einträgen bei hohen Werten von  $\Theta$  entspricht dagegen der Erwartung für NC Ereignisse.

aufgetragen. In (b) wird die gleiche Verteilung für NC Monte Carlo Ereignisse gezeigt. Für die Größe  $M^{Zyl(i)}$  des Elektron-Zylinder wird in Anlehnung an [3] verlangt:

$$M^{Zyl(i)} < 1 + \frac{3}{35}(E_t^{Zyl(i)} - 15) \quad (4.27)$$

74 Ereignisse erfüllen auch diese abschließende Bedingung und bilden die NC Datenmenge. Ein typisches Ereignis ist in Abb. 2.7 dargestellt.

### Der Untergrund

**Höhenstrahlungs und Halo-Ereignisse** Eine Kontamination der NC Datenmenge durch Höhenstrahlungs- oder Halo-Ereignisse kann nach der visuellen Inspektion ausgeschlossen werden.

**NC Ereignisse** Der Einfluß von NC Ereignissen, die die  $V_{had}$ -Bedingung ausschließlich bei Bildung eines Zylinders um einen hadronischen Jet erfüllen und gleichzeitig der  $M^{Zyl}$ -Bedingung (Gl. 4.27) genügen, ist klein. Bei der visuellen Inspektion der 74 Ereignisse ergab sich kein Hinweis auf einen solchen Fall. Der Beitrag dieser Ereignisse findet Berücksichtigung bei der Berechnung der Migration und der Akzeptanzverluste, die mit Monte Carlo Ereignissen erfolgt.

**$\gamma p$  Ereignisse** Die Kontamination durch  $\gamma p$  Ereignisse wird mit Monte Carlo Ereignissen bestimmt [31]. Begleitend erfolgte auch eine Untersuchung realer  $\gamma p$  Ereignisse. Innerhalb der 74 Ereignisse werden  $0 \pm_0^2$   $\gamma p$  Ereignisse erwartet.

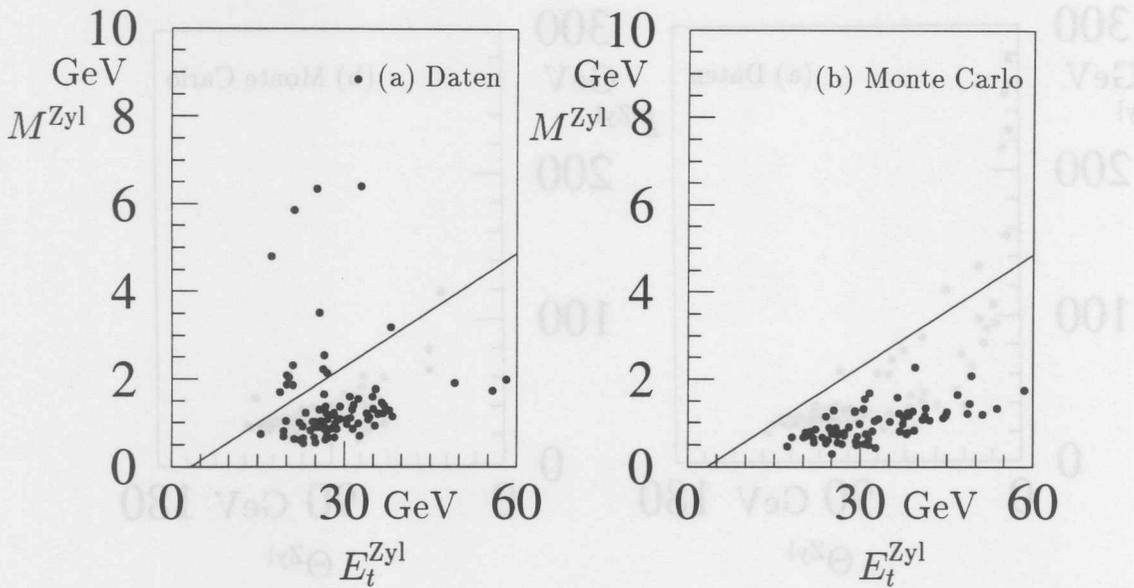


Abbildung 4.35: Verteilung der Größe  $M^{\text{Zyl}}$  der Elektron-Zylinder gegen ihre Transversalimpulse  $E_t^{\text{Zyl}}$  der 90 NC Kandidaten. Zum Vergleich ist in (b) die Verteilung von NC Monte Carlo Ereignissen gezeigt, bei denen zusätzlich gefordert wurde, daß der Elektron-Zylinder tatsächlich in Richtung des generierten Elektrons liegt. Eingezeichnet ist der abschließende Selektionsschnitt (Gl. 4.27).

Die NC Datenmenge für die Konsistenzstudien und die  $R$ -Messung besteht somit aus 74 Ereignissen, darunter  $0 \pm 2$  Untergrundereignissen.

## 4.7 Eigenschaften der selektierten *CC* und *NC* Ereignisse

Abgeschlossen werden soll das Kapitel 4 durch den Vergleich der 14 *CC* mit den 74 *NC* Ereignisse, sowie mit 833 *CC* und 75 *NC* Monte Carlo Ereignissen.

- In Abb. 4.36 ist die Verteilung des  $z$ -Koordinate des rekonstruierten Ereignis-Vertex gezeigt. Die Simulation der Monte Carlo Ereignisse erfolgte nicht mit einer eng an die Daten angepaßten Vertexverteilung. Gleichwohl ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Ereignissen ausreichend für die systematischen Studien, die in dieser Arbeit vorgenommen wurden.

Weitere Vergleiche von Eigenschaften des Spursystems sind in den Abbildungen 4.3 – 4.8 dargestellt.

- In den Abbildungen 4.37 und 4.38 sind die Verteilungen der in den Abschnitt 4.3 und 4.4 betrachteten Größen  $V/S$  und  $V^{\text{em}}/V$  für *CC* Ereignisse dargestellt. Für *NC* Ereignisse werden die entsprechenden, nach Ausschluß des Elektrons gewonnenen Größen  $V_{\text{had}}/S_{\text{had}}$  und  $V_{\text{had}}^{\text{em}}/V_{\text{had}}$  gezeigt.

- In der Abbildung 4.39 wird die Größe  $V^{\text{Kegel}}$  betrachtet, die aus der vektoriellen Summation der Kalorimeterzellen gebildet wurde, die sich innerhalb eines Kegels entlang der — allein aus den hadronischen Informationen — rekonstruierten Richtung des gestreuten Leptons befinden. Der Winkel zwischen den Mantelflächen und der Kegellachse beträgt  $30^\circ$ .

In *NC* Ereignissen spiegelt die  $V^{\text{Kegel}}$ -Verteilung im wesentlichen die  $p_\perp$ -Verteilung der gestreuten Elektronen wider. Bei einigen Ereignissen ist die aus dem hadronischen System bestimmte Elektronrichtung so ungenau, daß der Kegel das wirkliche Elektron nicht mehr umfaßt und ein Wert  $V^{\text{Kegel}} \approx 0$  GeV berechnet wird.

In allen *CC* Ereignissen ist der Wert für  $V^{\text{Kegel}}$  vernachlässigbar klein.

- Der Energiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit der  $\Phi$  Winkeldifferenz bzw. der Differenz der Pseudorapidität  $\eta = \ln[\tan(\Theta/2)]$  zur rekonstruierten Richtung des gestreuten Quarks ist in den Abbildungen 4.40 und 4.41 gezeigt. Die Richtung des gestreuten Quark wird dabei sowohl in *CC* als auch in *NC* Ereignissen durch die Größen [40]:

$$\Theta_Q = \arccos \left( \frac{(E_x^{\text{had}})^2 + (E_y^{\text{had}})^2 - (E^{\text{had}} - E_z^{\text{had}})^2}{(E_x^{\text{had}})^2 + (E_y^{\text{had}})^2 + (E^{\text{had}} - E_z^{\text{had}})^2} \right) \quad (4.28)$$

$$\Phi_Q = \arctan \left( \frac{E_y^{\text{had}}}{E_x^{\text{had}}} \right) \quad (4.29)$$

definiert, wobei  $E_x^{\text{had}}, E_y^{\text{had}}, E_z^{\text{had}}$  und  $E^{\text{had}}$  die gemessenen Energiewerte des hadronischen Systems darstellen.

- In Abbildungen 4.42 bis 4.45 werden schließlich die  $V$ - bzw.  $V_{\text{had}}$ -Verteilung sowie die Verteilungen der aus dem hadronischen System bestimmten kinematischen Variablen  $Q^2, x$  und  $y$  gezeigt.

Unter Berücksichtigung der erheblichen statistischen Unsicherheiten sind alle Verteilungen konsistent mit den Erwartungen.

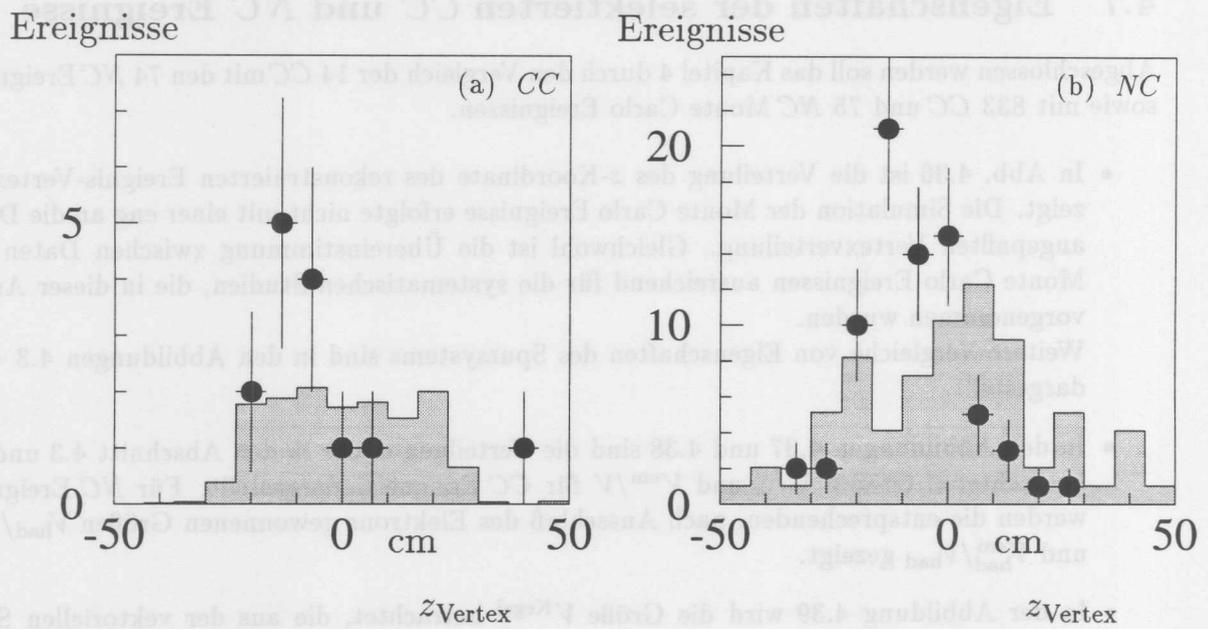


Abbildung 4.36: Verteilung der  $z$ -Komponente des rekonstruierten Ereignis-Vertex (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Die NC und CC Daten stimmen gut überein, jedoch ist offensichtlich, daß die Monte Carlo Ereignisse mit einer nicht optimierten Vertexverteilung simuliert worden sind.

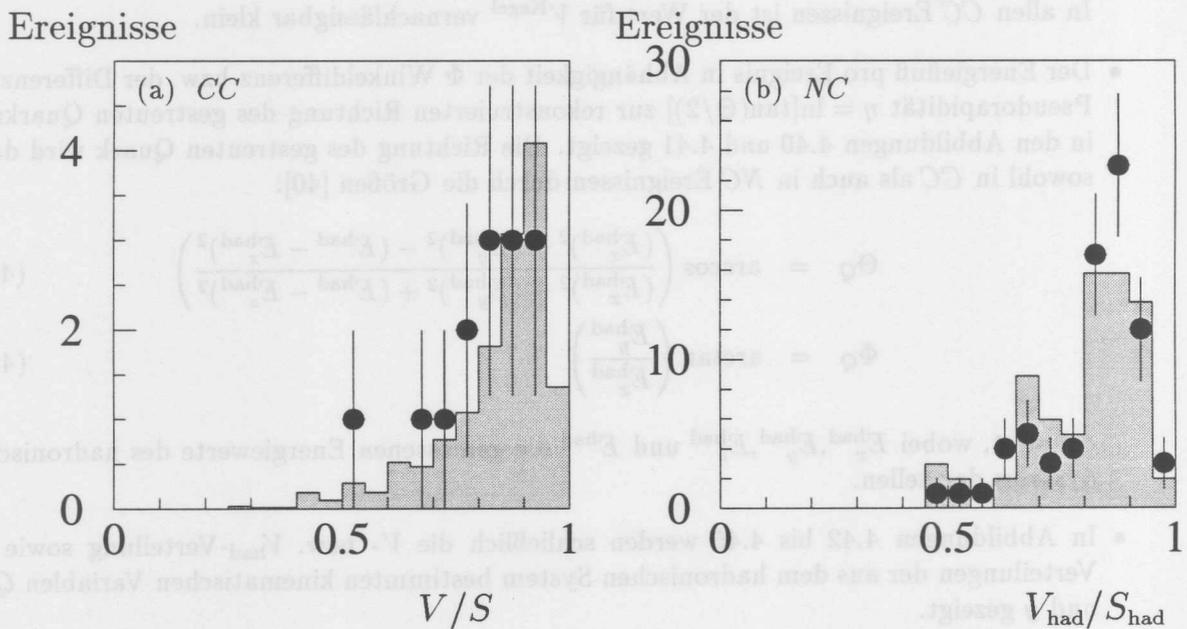


Abbildung 4.37:  $V/S$ - bzw.  $V_{had}/S_{had}$ -Verteilung (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse (vgl. Abschnitte 4.3,4.4). Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt.

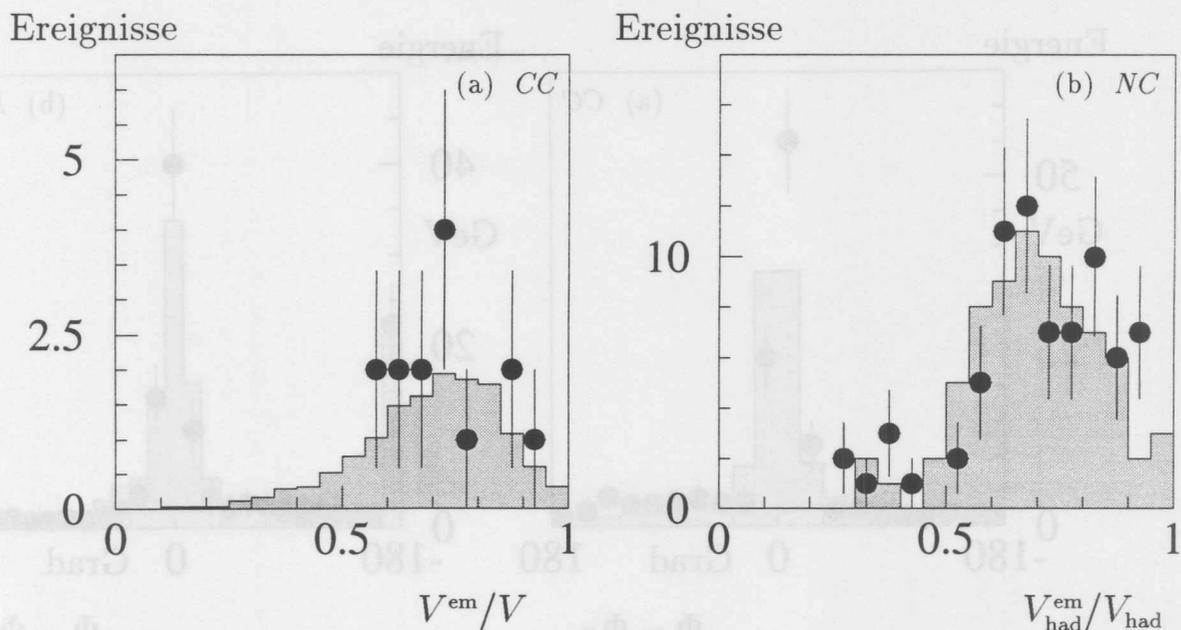


Abbildung 4.38:  $V^{\text{em}}/V$  bzw.  $V_{\text{had}}^{\text{em}}/V_{\text{had}}$ -Verteilung (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse (vgl. Abschnitte 4.3,4.4). Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt.

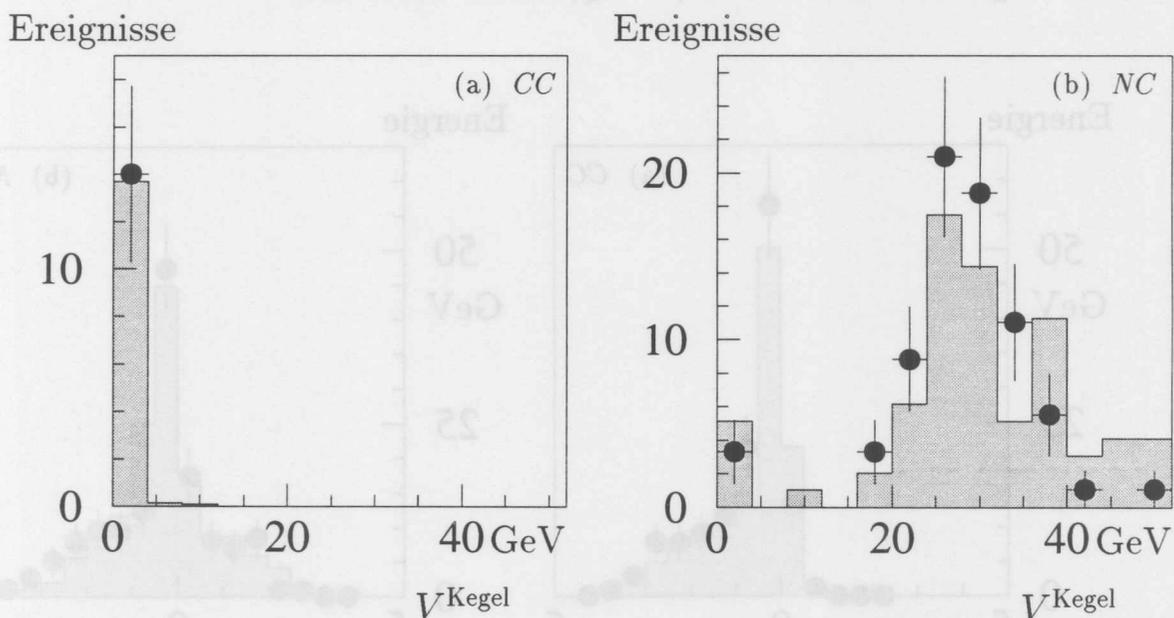


Abbildung 4.39: Verteilung der Transversalimpuls-Vektorsumme  $V^{\text{Kegel}}$  der Kalorimeterzellen innerhalb eines Kegels entlang der rekonstruierten Richtung des gestreuten Leptons (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Die Berechnung der Richtung des gestreuten Leptons erfolgt auch bei den NC Ereignissen aus den Informationen des hadronischen Systems. Diese Methode ist in Einzelfällen so ungenau, daß der Kegel das wirkliche Elektron nicht mehr umfaßt und es auch in NC Ereignissen zu Werten von  $V^{\text{Kegel}} \approx 0 \text{ GeV}$  kommt.

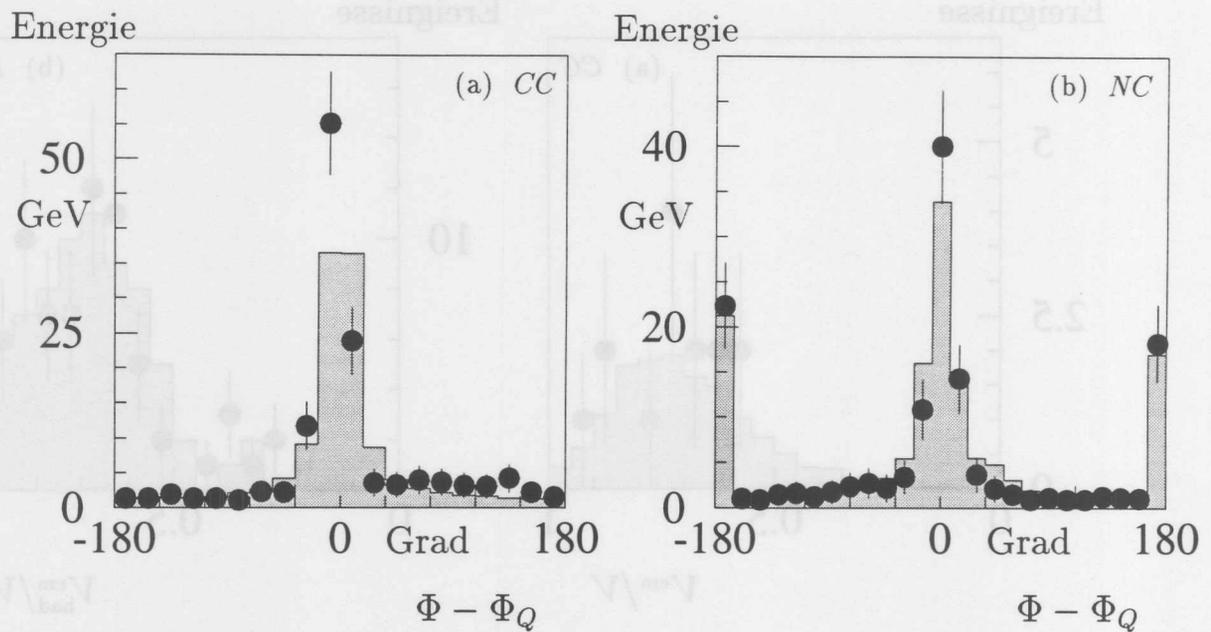


Abbildung 4.40: Energiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der  $\Phi$ -Differenz zur rekonstruierten Richtung des gestreuten Quarks (a) der CC, (b) der NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Bei den NC Ereignissen ist deutlich der Einfluß des gestreuten Elektrons bei  $(\Phi - \Phi_Q) \approx \pm 180^\circ$  zu erkennen.

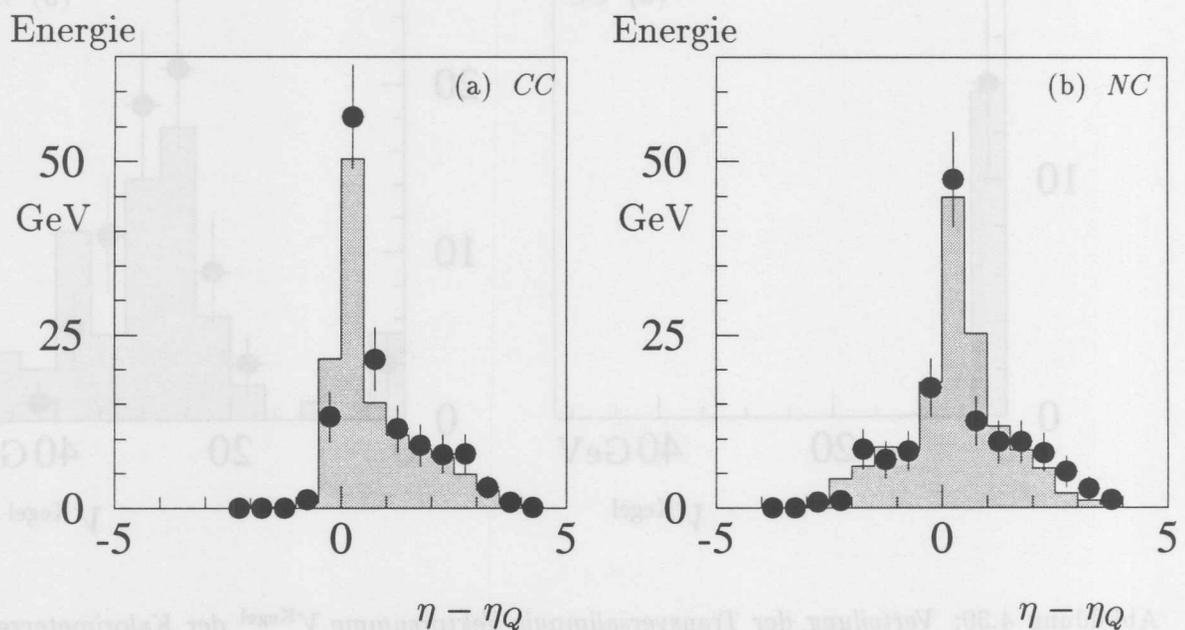


Abbildung 4.41: Energiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der Differenz der Pseudorapidität  $\eta$  zur rekonstruierten Richtung des gestreuten Quarks (a) der CC, (b) der NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der Monte Carlo Ereignisse dargestellt. In NC Ereignissen wird der Einfluß des gestreuten Elektrons durch zusätzliche Energiebeiträge bei  $\eta < \eta_Q$  deutlich.

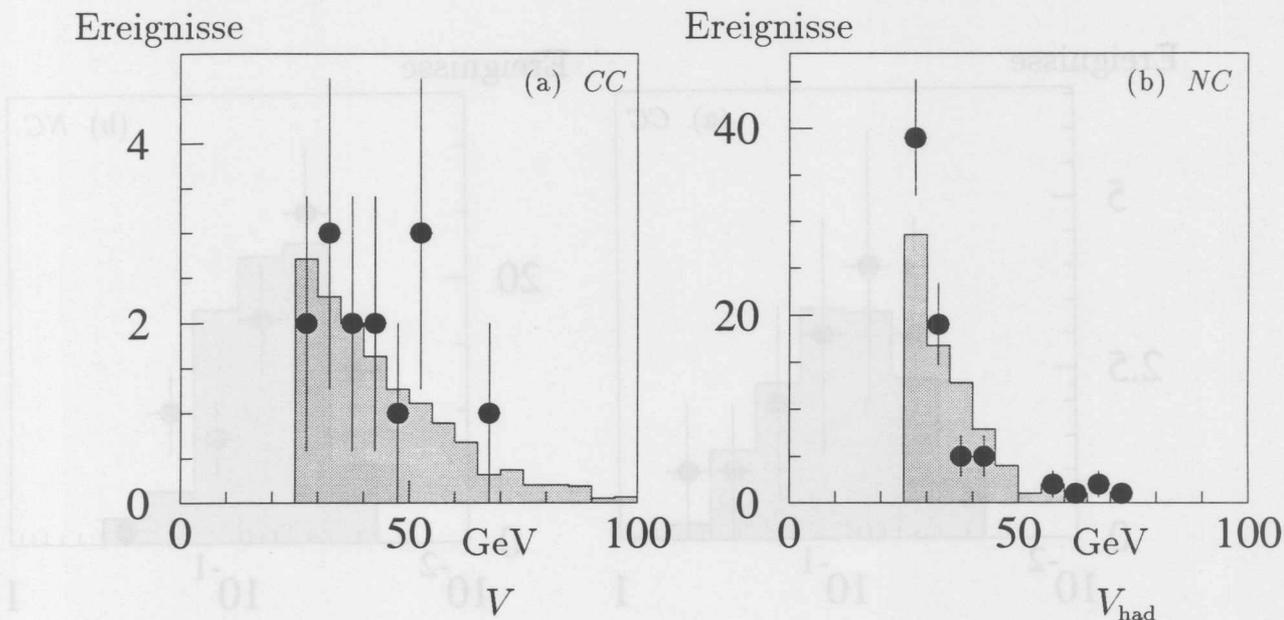


Abbildung 4.42: Verteilung der Größe  $V$  bzw.  $V_{had}$  (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Zu beachten ist der deutlich stärkere Abfall der NC Verteilung, die Zahlen der NC und der CC Ereignisse gleichen sich bei hohen Werten für  $V$  bzw.  $V_{had}$  an.

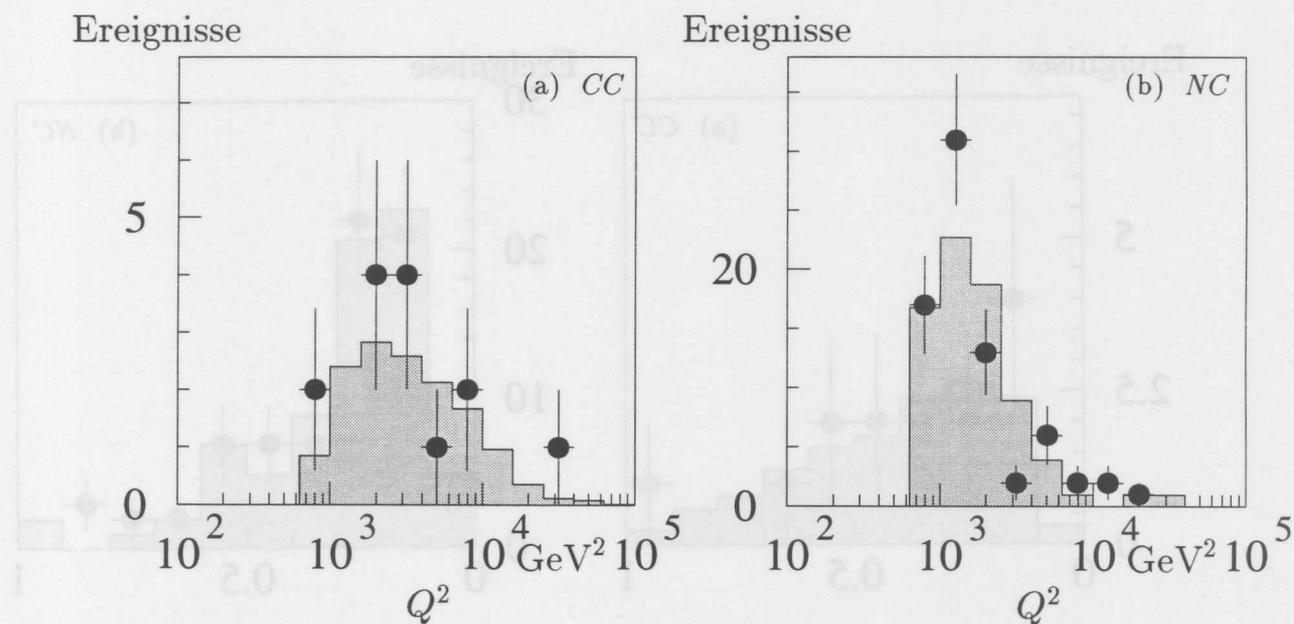


Abbildung 4.43: Verteilung der — mit der Methode von Jaquet und Blondel berechneten (Gl. 2.11) — Größe  $Q^2$  (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Zu beachten ist der deutlich stärkere Abfall der NC Verteilung, die Zahlen der NC und der CC Ereignisse gleichen sich bei hohen Werten für  $Q^2$  an.

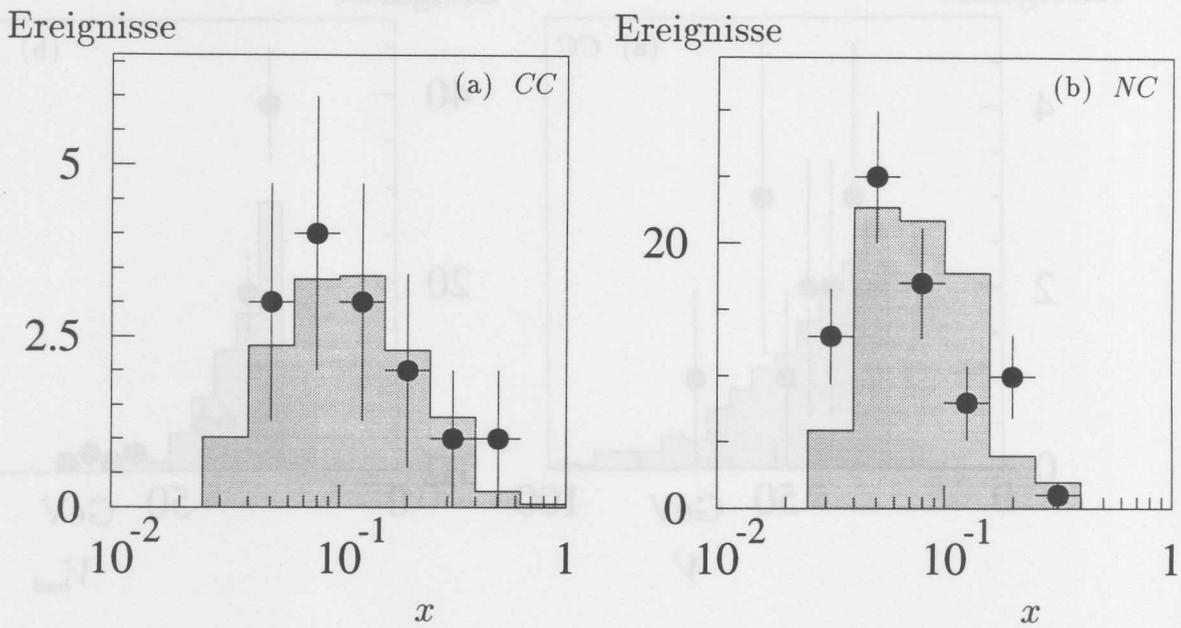


Abbildung 4.44: Verteilung der — mit der Methode von Jaquet und Blondel berechneten — Größe  $x$  (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt.

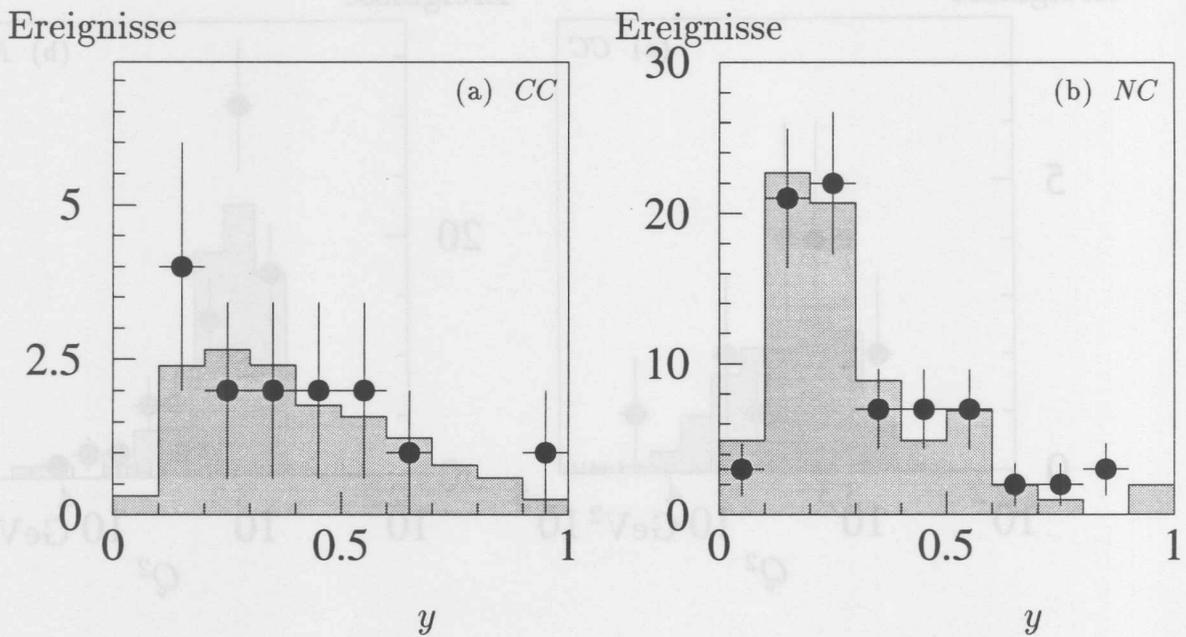


Abbildung 4.45: Verteilung der — mit der Methode von Jaquet und Blondel berechneten — Größe  $y$  (a) der 14 CC, (b) der 74 NC Ereignisse. Schattiert sind die Verteilungen der — auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normierten — Monte Carlo Ereignisse dargestellt.

## Kapitel 5

# Systematische Effekte

### 5.1 Der $V$ Schnitt

Die Selektion von  $CC$  Ereignissen mit einem Transversalimpuls des Neutrinos  $p_{\perp} > 25$  GeV erfolgt mit dem Schnitt  $V > 25$  GeV. Untersucht werden muß der Beitrag solcher Ereignisse, in denen der wahre Transversalimpuls  $p_{\perp} > 25$  GeV, die Messung jedoch  $V < 25$  GeV ergibt und umgekehrt. Solche Situationen können auftreten aufgrund:

- der Unvollkommenheit der  $V$ -Messung: Zum einen ist die Detektorauflösung zu beachten, zum anderen besteht die Möglichkeit, daß auch im Mittel die  $V$ -Messung von dem wahren Wert  $p_{\perp}$  abweicht.
- dem Verlust von Teilchen in dem Strahlrohr.

Zur Veranschaulichung wird in Abb. 5.1 die Differenz zwischen dem gemessenen  $V$  und dem wahren  $p_{\perp}$  in  $CC$  Monte Carlo Ereignissen mit  $20$  GeV  $< p_{\perp} < 30$  GeV dargestellt. In (a) werden dabei nur solche Ereignisse gezeigt, in denen der Winkel des gestreuten Quarks zur positiven  $z$ -Achse die Bedingung  $\Theta_Q < 20^\circ$  erfüllt, in (b) Ereignisse mit  $\Theta_Q > 20^\circ$ . In der Verteilung (a) ist der Einfluß des Strahlrohres deutlich, der zu einer stark verfälschten — systematisch zu kleinen — Messung von  $V$  führt. Aber selbst dann, wenn das Quark in den Bereich  $\Theta_Q > 20^\circ$  gestreut wird, in dem Strahlrohr-Verluste keine entscheidende Bedeutung mehr haben sollten, wird  $V$  systematisch etwas zu klein gemessen. Als Winkel des gestreuten Quarks wird dabei die in Gl. 4.28 definierte Größe  $\Theta_Q$  bezeichnet, die allerdings hier aus den generierten, nicht aus den rekonstruierten Größen berechnet wurde.

Der Einfluß dieser Effekte auf die Selektion sind im Falle der  $CC$  Ereignisse — verglichen mit den  $NC$  Ereignissen — klein, da der Wirkungsquerschnitt nur verhältnismäßig schwach von dem Transversalimpuls abhängt. In Abb. 5.2 ist die Zahl von Monte Carlo Ereignissen in Abhängigkeit von dem Transversalimpuls  $p_{\perp}$  aufgetragen. Schattiert wurde der Beitrag von Ereignissen, die mit  $V > 25$  GeV gemessen werden.

Aus der Untersuchung von Monte Carlo Ereignissen ergibt sich für das Verhältnis  $\epsilon_V^{CC}$  der Anzahl mit  $V > 25$  GeV gemessener Ereignisse  $N(V > 25$  GeV) zur Anzahl der Ereignisse mit einem wahren Transversalimpuls des Neutrinos  $p_{\perp} > 25$  GeV [41]:

$$\epsilon_V^{CC} = \frac{N(V > 25 \text{ GeV})}{N(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})} = 97\%. \quad (5.1)$$

Dieser Wert  $\epsilon_V^{CC} = 97\%$  ergibt sich aus einem Verlust von 6% durch Ereignisse mit  $p_{\perp} > 25$  GeV  $> V$  und einem Gewinn von 3% durch Ereignisse mit  $p_{\perp} < 25$  GeV  $< V$ . Zur Abschätzung des systematischen Fehlers dieser Zahl wurde wie folgt vorgegangen [41]:

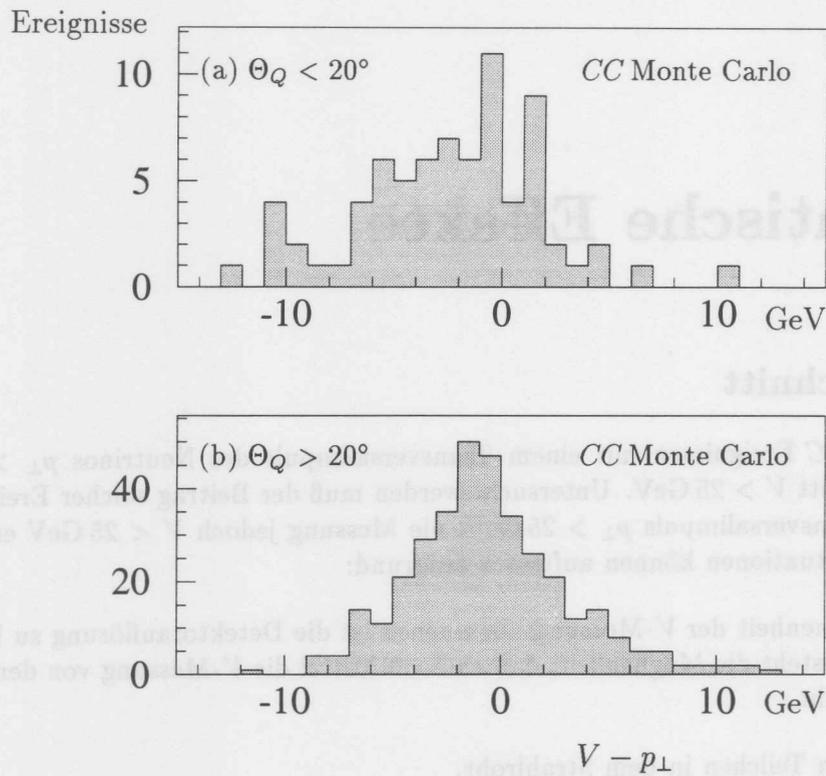


Abbildung 5.1: Differenz zwischen dem gemessenen  $V$  und generiertem Transversalimpuls  $p_{\perp}$  des Neutrinos in CC Monte Carlo Ereignissen mit  $20 \text{ GeV} < p_{\perp} < 30 \text{ GeV}$ . In (a) gilt für den Winkel des gestreuten Quarks:  $\Theta_Q < 20^\circ$ , in (b) dagegen  $\Theta_Q > 20^\circ$ .

Ereignisse

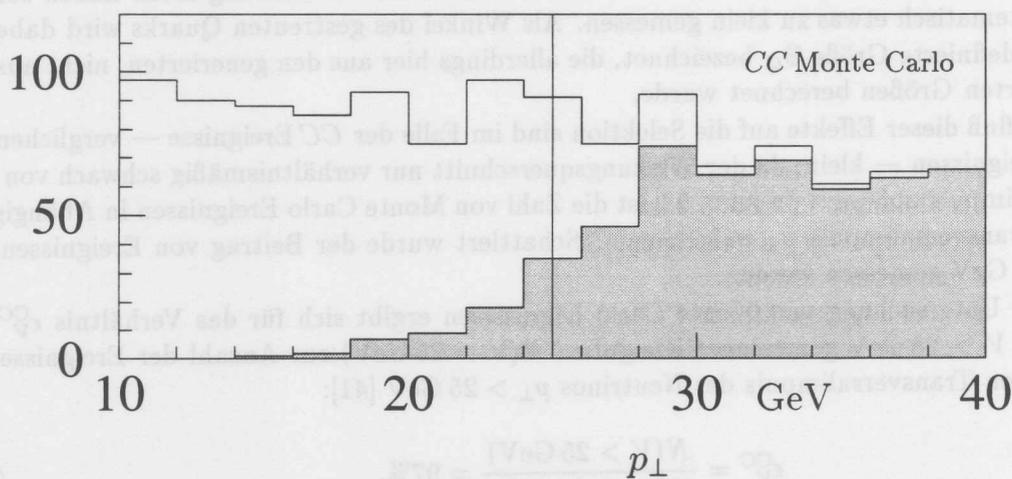


Abbildung 5.2:  $p_{\perp}$ -Verteilung von CC Monte Carlo Ereignissen. Schattiert wurde der Beitrag von Ereignissen mit gemessenen  $V > 25 \text{ GeV}$  dargestellt.

- Die Zell-Energien, die in die  $V$ -Berechnung eingehen, werden mit einem Faktor 1.05 bzw 0.95 multipliziert. Diese Variation um 5% wird durch die Unsicherheit der Energiekalibration motiviert. Der Faktor  $\epsilon_V^{CC}$  verändert sich bei dieser Variation um  $\pm 4\%$ .
- Die Abhängigkeit von einer exakten Vertex-Rekonstruktion wird abgeschätzt, indem die  $V$ -Berechnung anstatt bezüglich der exakten  $z$ -Koordinate des Vertex bezüglich eines um  $\pm 10$  cm verschobenen Wertes erfolgt. Der Faktor  $\epsilon_V^{CC}$  verändert sich dabei um weniger als  $\pm 2\%$ .
- Bei der Wahl der  $\text{MRSD}^0$ -Parametrisierung der Quarkverteilungsfunktion [13] anstatt der  $\text{MRSD}^-$ -Parametrisierung verändert sich  $\epsilon_V^{CC}$  um weniger als 1%.
- Zwei unterschiedliche Modelle für die Berücksichtigung von QCD Effekten höherer Ordnung wurden betrachtet: Zum einen die Kombination einer  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Rechnung mit einem Parton Schauer Modell [42], zum anderen das *Color Dipole* Modell [43]. Der Faktor  $\epsilon_V^{CC}$  unterscheidet sich um weniger als 1%.

Insgesamt wird die systematische Unsicherheit des Faktors  $\epsilon_V^{CC}$  auf 4% abgeschätzt. Damit ist:

$$\epsilon_V^{CC} = (97 \pm 4)\%. \quad (5.2)$$

Der  $NC$  Wirkungsquerschnitt hängt stark von  $p_\perp$  ab (vgl. Abb. 2.5). Der dem Faktor  $\epsilon_V^{CC}$  entsprechende Faktor  $\epsilon_V^{NC}$  für die Selektion der  $NC$  Ereignisse mit dem  $V_{\text{had}}$  Schnitt (Gl. 4.26) ist daher stärker von 1 verschieden und mit einem größeren systematischen Fehler versehen. Es ergibt sich:  $\epsilon_V^{NC} = (85 \pm 20)\%$ . Dieser Faktor resultiert aus einem Verlust von 29% durch Ereignisse mit  $p_\perp > 25 \text{ GeV} > V_{\text{had}}$  und einem Gewinn von 14% durch Ereignisse mit  $p_\perp < 25 \text{ GeV} < V_{\text{had}}$ . Die Tatsache, daß der Verlust an Ereignissen den Gewinn überkompensiert beruht auf einer systematisch etwas zu niedrigen  $V$  Bestimmung (siehe Abb. 5.1).

Für die Berechnung des Verhältnisses  $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$  ist lediglich das Verhältnis der Faktoren  $\epsilon_V^{CC}/\epsilon_V^{NC}$  von Bedeutung. Aufgrund der Parallelität der Selektion der  $NC$  und der  $CC$  Ereignisse kommt es bei der Verhältnisbildung zu einer teilweisen Kompensation der Unsicherheiten. Für das Effizienzverhältnis ergibt sich:

$$\frac{\epsilon_V^{CC}}{\epsilon_V^{NC}} = 1.14 \pm 0.18. \quad (5.3)$$

## 5.2 Der Trigger

In diesem Abschnitt soll die Bestimmung der Triggereffizienz  $\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{CC}}$  beschrieben werden. Dabei soll  $\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{CC}}$  der Anteil von *CC* Ereignissen mit  $V > 25$  GeV sein, die der *CC* Triggerbedingung (siehe Gl. 3.1):

$$\left[ V_{\text{trigger}} > V_{\text{trigger}}^{\text{cut}} \right] \wedge [\text{z-Vertex-Zeitsignal}] \wedge [\overline{\text{TOF-Vetosignal}}]$$

sowie den anschließenden L4 Kriterien genügen. Die Triggereffizienz  $\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{CC}}$  setzt sich somit aus den einzelnen Effizienzen für die  $V_{\text{trigger}}$ , die z-Vertex, die TOF und die L4 Bedingung zusammen. Bei Annahme, daß diese Bedingungen unkorreliert sind, ist:

$$\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{CC}} = \epsilon_{V_{\text{trig}}}^{\text{CC}} \times \epsilon_{\text{zvtx}}^{\text{CC}} \times \epsilon_{\text{TOF}}^{\text{CC}} \times \epsilon_{\text{L4}}^{\text{CC}} \quad (5.4)$$

### Die $V_{\text{trigger}}$ Bedingung

Die Bestimmung der Effizienz der  $V_{\text{trigger}}$ -Bedingung  $\epsilon_{V_{\text{trig}}}^{\text{CC}}$  erfolgt mit der zum Studium systematischer Effekte selektierten *NC* Datenmenge (*NC* Selektion 1, siehe Abschnitt 4.6). Diese Ereignisse wären in der Regel auch ohne das hadronische System, lediglich anhand der Elektron-Signale aufgezeichnet worden. Ausgenutzt wird, daß bei der Datennahme nicht nur aufgezeichnet wird, ob eine Triggerbedingung erfüllt wurde, sondern — im Falle des LAr-Triggers — zusätzlich sowohl die digitalisierten BT Energiewerte (siehe Abschnitt 3.3) als auch das Resultat  $V_{\text{trigger}}$  der Summation der BT Energien. Diese Summation, die ursprünglich von dem LAr-Triggersystem durchgeführt wurde, kann mit einem Simulationsprogramm wiederholt werden. In Abb. 5.3 wird eine Möglichkeit der Überprüfung des Simulationsprogramms gezeigt: Betrachtet wird eine Datenmenge von  $\gamma p$  Ereignissen. In (a) und (b) werden die vom Triggersystem berechneten Werte für  $V_{\text{trigger}}$  und die entsprechend berechnete skalare Summe der Transversalimpulse  $S_{\text{trigger}}$  gezeigt. Die Differenzen zwischen diesen Werten und den vom Simulationsprogramm aus den digitalisierten BT Energien berechneten Werten  $V_{\text{trigger}}^{\text{sim}}$  und  $S_{\text{trigger}}^{\text{sim}}$  sind in (c) und (d) dargestellt. Wie in diesem Beispiel gezeigt, ermöglicht das Simulationsprogramm in den allermeisten Fällen eine exakte Berechnung der vom Triggersystem erzeugten Summen.

Zur Berechnung der Triggereffizienz für *CC* Ereignisse werden somit *NC* Ereignisse betrachtet, bei denen die BT in Richtung des gestreuten Elektrons von der Summation im Simulationsprogramm ausgeschlossen werden. Dadurch wird ein  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  gebildet, welches in Abb. 5.4 gegen das  $V_{\text{had}}$  aufgetragen wurde, welches aus den rekonstruierten Zellenergien unter Ausschluß der dem Elektron zugeordneten Zellen berechnet wurde.

Die schlechte Korrelation zwischen der auf Triggerinformationen beruhenden Werten  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  und den Werten  $V_{\text{had}}$  ist in erster Linie zurückzuführen auf (siehe Anhang B):

- die Nichtberücksichtigung der Zellen der innersten Kalorimeterlage in dem Triggersystem,
- die fehlenden Korrektur des toten Materials und dem nicht durchgeführten Wichten hadronischer Energien,
- die AGM Schwelle, die gegen elektronische Störsignale auf TT Ebene angelegt wird,
- die 2. BT Schwelle, die auf die schon gewichteten BT Energien angewandt wurde.

Besonders deutlich werden diese Effekte bei einer starken Streuung der Energiedepositionen des hadronischen Endzustandes. Als Beispiel ist in Abb. 5.5 ein Ereignis dargestellt, in dem trotz eines  $V_{\text{had}} = 37$  GeV aus den Triggerinformationen nur ein  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}} = 2.5$  GeV bestimmt wurde.

Mit der Kenntnis der Beziehung zwischen  $V_{\text{had}}$  und  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  ist die Grundlage für die Berechnung der *CC* Triggereffizienz gelegt. Jedoch muß berücksichtigt werden, daß sich die  $p_{\perp}$

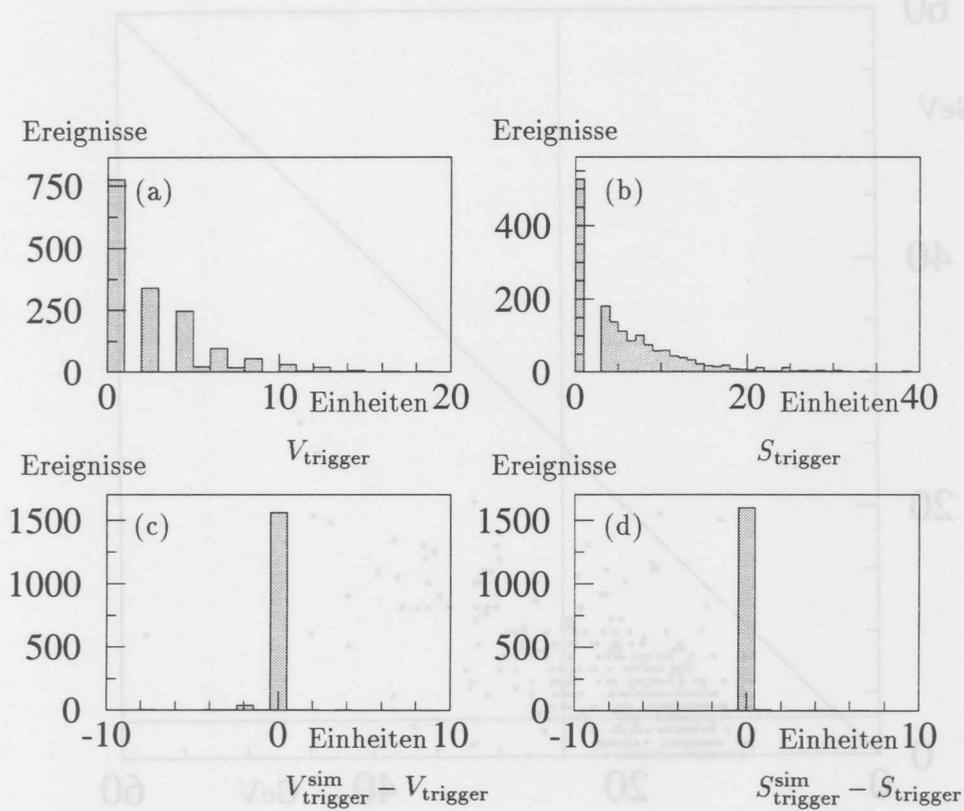


Abbildung 5.3: Test des Simulationsprogrammes mit realen  $\gamma p$  Ereignissen. (a),(b): von dem LAr-Triggersystem berechnete Größen  $V_{\text{trigger}}$  und  $S_{\text{trigger}}$ , in (c),(d) die Differenz  $V_{\text{trigger}}^{\text{sim}} - V_{\text{trigger}}$ ,  $S_{\text{trigger}}^{\text{sim}} - S_{\text{trigger}}$  zu den im Simulationsprogramm durch BT-Summation berechneten Werten.

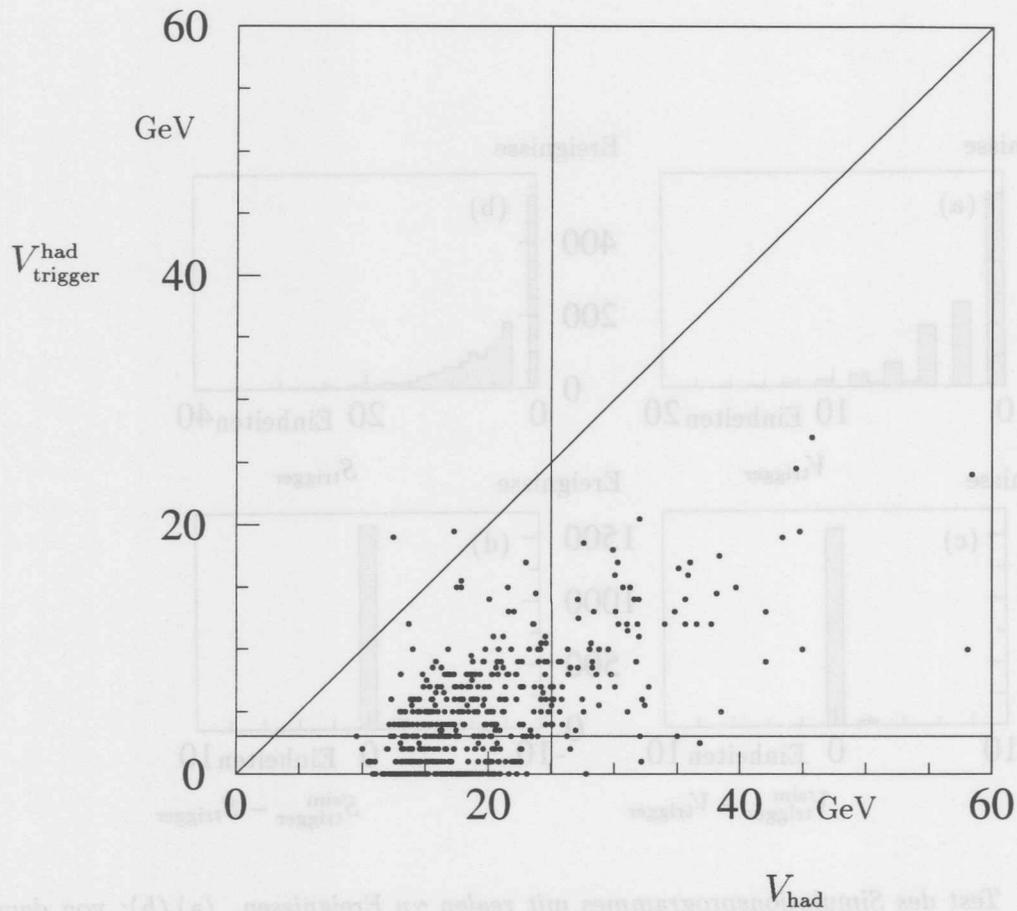


Abbildung 5.4: Beziehung zwischen dem aus Triggerinformationen berechneten  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  und dem auf den Ergebnissen der endgültigen Rekonstruktion berechneten  $V_{\text{had}}$  in NC Ereignissen. Die Energiedepositionen des Elektrons wurden jeweils ignoriert. Eingezeichnet ist der Analyseschnitt bei  $V_{\text{had}} = 25$  GeV und der Triggerschnitt bei  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}} = 6$  FADC-Einheiten (= 3 GeV).

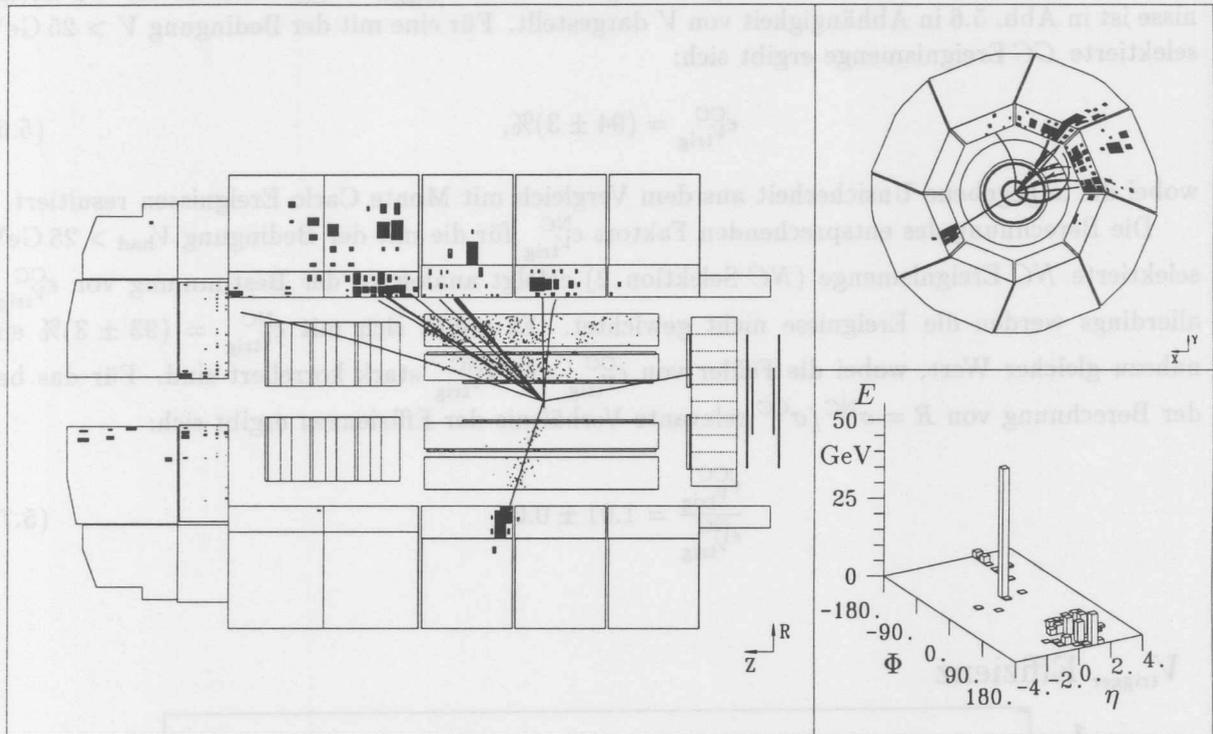


Abbildung 5.5: NC Ereignis mit einem aus Triggerinformationen berechneten  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}} = 5 \text{ FADC-Einheiten} = 2.5 \text{ GeV}$  und einem aus den Ergebnissen der endgültigen Rekonstruktion berechnetem  $V_{\text{had}} = 37 \text{ GeV}$ . Solche Diskrepanzen können insbesondere bei einer starken Streuung der Energiedepositionen des hadronischen Endzustandes auftreten, sofern der Großteil dieser Energiedepositionen aufgrund der aufgeführten internen Schwellen vom Triggersystem ignoriert werden.

Abhängigkeiten der  $NC$  und der  $CC$  Wirkungsquerschnitte unterscheiden. Desweiteren unterscheiden sich auch  $NC$  und  $CC$  Ereignisse mit gleichem  $V$  bzw.  $V_{had}$  noch durch ihre Verteilung in der zweiten kinematischen Variablen, etwa dem Winkel des gestreuten Quarks. Um diese Unterschiede zu berücksichtigen, wird jedes  $NC$  Ereignis mit einem Gewichtungsfaktor

$$w_{CC/NC} = \frac{\Delta\sigma^{CC}(x, Q^2)}{\Delta\sigma^{NC}(x, Q^2)} \quad (5.5)$$

multipliziert. Dabei werden  $x$  und  $Q^2$  aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons berechnet (siehe Gl. 2.6). Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte  $\Delta\sigma^{CC}$  und  $\Delta\sigma^{NC}$  erfolgt wie für Abb. 2.4 mit [8].

Die aus den gewichteten  $NC$  Ereignissen gewonnenen  $V_{trigger}$  Triggereffizienz für  $CC$  Ereignisse ist in Abb. 5.6 in Abhängigkeit von  $V$  dargestellt. Für eine mit der Bedingung  $V > 25$  GeV selektierte  $CC$  Ereignismenge ergibt sich:

$$\epsilon_{V_{trig}}^{CC} = (94 \pm 3)\%, \quad (5.6)$$

wobei die angegebene Unsicherheit aus dem Vergleich mit Monte Carlo Ereignissen resultiert.

Die Berechnung des entsprechenden Faktors  $\epsilon_{V_{trig}}^{NC}$  für die mit der Bedingung  $V_{had} > 25$  GeV selektierte  $NC$  Ereignismenge ( $NC$  Selektion 2) erfolgt analog zu der Bestimmung von  $\epsilon_{V_{trig}}^{CC}$ , allerdings werden die Ereignisse nicht gewichtet. Es ergibt sich mit  $\epsilon_{V_{trig}}^{NC} = (93 \pm 3)\%$  ein nahezu gleicher Wert, wobei die Fehler von  $\epsilon_{V_{trig}}^{CC}$  und  $\epsilon_{V_{trig}}^{NC}$  stark korreliert sind. Für das bei der Berechnung von  $R = \sigma^{NC}/\sigma^{CC}$  relevante Verhältnis der Effizienzen ergibt sich:

$$\frac{\epsilon_{V_{trig}}^{CC}}{\epsilon_{V_{trig}}^{NC}} = 1.01 \pm 0.01 \quad (5.7)$$

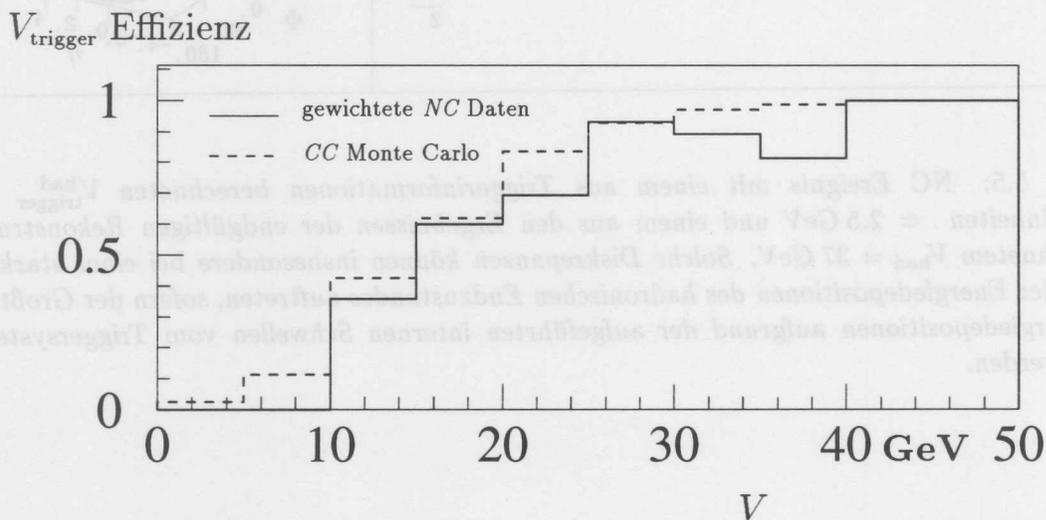


Abbildung 5.6: Effizienz der  $V_{trigger}$  Bedingung für  $CC$  Ereignisse in Abhängigkeit von  $V$ . Die durchgehende Linie gibt das Ergebnis des Studium von realen  $NC$  Ereignissen, die gestrichelte Linie das Ergebnis bei  $CC$  Monte Carlo Ereignissen wieder.

### Das z-Vertex-Zeitsignal

Die Bestimmung der Effizienz  $\epsilon_{zvtx}^{CC}$  des z-Vertex-Zeitsignals erfolgt analog zur Berechnung von  $\epsilon_{V_{trig}}^{CC}$ . Erneut wird die zum Studium systematischer Effekte selektierte *NC* Datenmenge (*NC* Selektion 1) untersucht, wobei hier wiederum nur Ereignisse mit  $V_{had} > 25$  GeV betrachtet werden. Es wird nun ausgenutzt, daß die Information aufgezeichnet wird, welche Proportionalkammerlage an welcher Stelle (d.h. welches *Pad*) getroffen wurde. In einem Simulationsprogramm kann aus diesen Informationen entsprechend der Arbeitsweise des z-Vertex-Triggersystems die Bildung des z-Vertex-Zeitsignals wiederholt werden. Grundlage für die Berechnung der Effizienz des z-Vertex-Zeitsignals für *CC* Ereignisse ist das Resultat des Simulationsprogramms bei *NC* Ereignissen bei denen die Elektronsignale ausgeschlossen wurden [44].

In Abb. 5.7 (a) ist die Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung  $\Theta_Q$  (Gl. 4.28) der *NC* Ereignisse mit  $V_{had} > 25$  GeV und  $V_{trigger}^{had} > 6$  FADC-Einheiten gezeigt. Das schattierte Histogramm zeigt den Beitrag von Ereignissen, die — auch nach Ausschluß des Elektrons — das z-Vertex-Zeitsignal gesetzt hätten. Lediglich ein Ereignis, welches sich durch einen sehr kleinen Quarkwinkel  $\Theta_Q$  auszeichnet, erfüllt diese Bedingung nicht.

Die *NC* Ereignisse werden wie bei der Untersuchung der Effizienz der  $V_{trigger}$ -Bedingung mit einem Faktor  $w_{CC/NC}$  (Gl. 5.5) gewichtet. In Abb. 5.7 (b) ist die  $\Theta_Q$ -Verteilung der so gewichteten Ereignisse dargestellt. Aus dem Vergleich mit (a) wird deutlich, daß Ereignisse mit kleinem Winkel  $\Theta_Q$  im Mittel ein kleineres Gewicht  $w_{CC/NC}$  erhalten als Ereignisse mit großem Winkel  $\Theta_Q$ . Es ergibt sich für die Effizienz  $\epsilon_{zvtx}^{CC}$  (vgl. [45]):

$$\epsilon_{zvtx}^{CC} = (98 \pm 2)\%. \quad (5.8)$$

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis einer Untersuchung von Monte Carlo Ereignissen (siehe Abb. 5.7 (c)). Bei der *NC* Selektion für Konsistenzstudien ergeben sich keine nennenswerte Unterschiede. Es wird daher  $\epsilon_{zvtx}^{CC} = \epsilon_{zvtx}^{NC}$  angenommen und folglich:

$$\frac{\epsilon_{zvtx}^{CC}}{\epsilon_{zvtx}^{NC}} = 1. \quad (5.9)$$

### Das TOF Vetosignal

Eine Möglichkeit des Verlustes von *CC* Ereignissen durch die TOF Vetobedingung besteht bei Überlagerung eines *CC* Ereignisses durch ein Strahl-Gas Ereignis. Der Einfluß solcher zufälliger Koinzidenzen wird wie auch der Einfluß möglicher Fehlfunktionen des TOF Triggersystems für diese Analyse als vernachlässigbar klein angesehen und

$$\epsilon_{TOF}^{CC} = 100\% \quad (5.10)$$

sowie mit  $\epsilon_{TOF}^{NC} = 100\%$

$$\frac{\epsilon_{TOF}^{CC}}{\epsilon_{TOF}^{NC}} = 1. \quad (5.11)$$

angenommen.

### Die L4 Kriterien

In der L4 Triggerstufe kann auf alle Informationen des vollständig ausgelesenen Ereignisses zurückgegriffen werden. Die benutzten Algorithmen können auch auf simulierte Ereignisse angewandt werden. Bei der Untersuchung der Effizienz des L4 Triggers mit *CC* Monte Carlo Ereignissen ergibt sich eine Effizienz  $> 99\%$  [31], so daß im folgenden angenommen wird:

$$\epsilon_{L4}^{CC} = 100\% \quad (5.12)$$

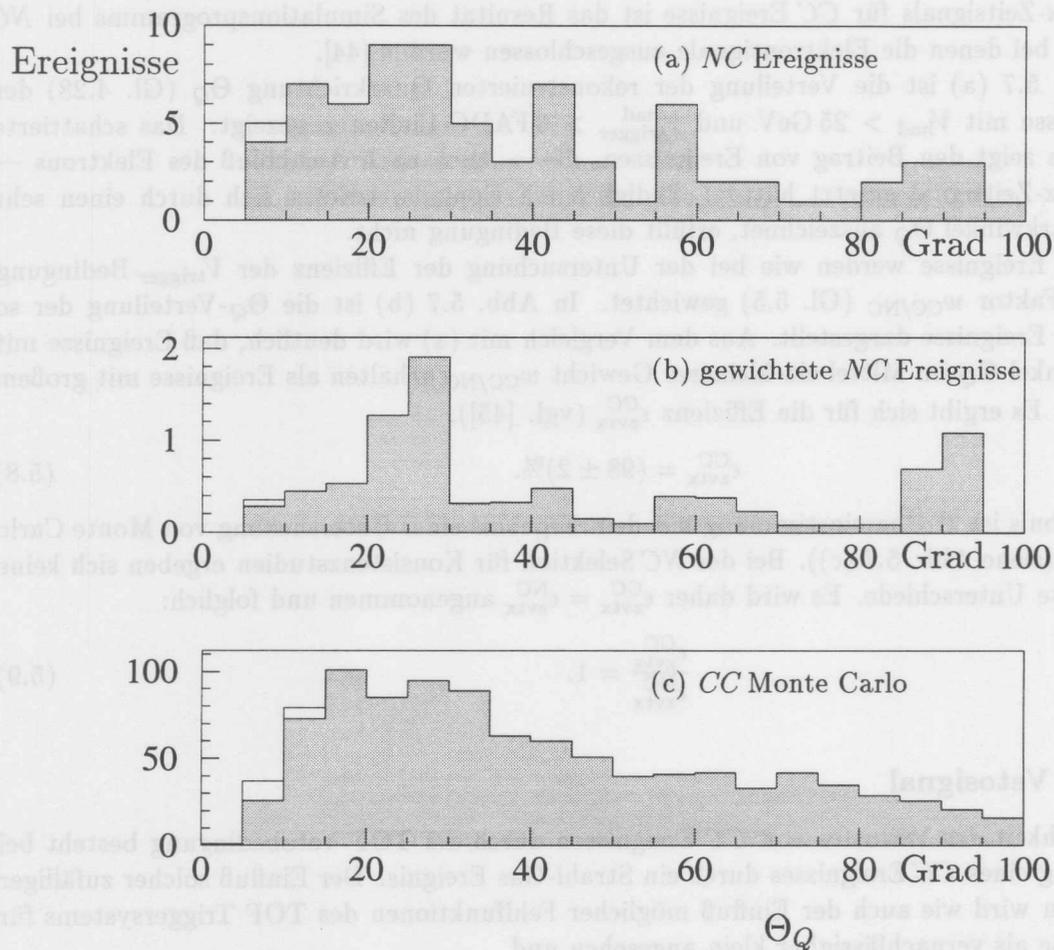


Abbildung 5.7: Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung  $\Theta_Q$  von NC Ereignissen mit  $V_{had} > 25$  GeV, die nach Ausschluß der Elektronensignale die  $V_{trigger}$  Bedingung erfüllt hätten. In (a) ist die Verteilung der ungewichteten, in (b) die Verteilung der mit Faktoren  $w_{CC/NC}$  multiplizierten Ereignisse gezeigt. Schattiert wurde der Beitrag von Ereignissen, die — nach Ausschluß des Elektrons — das z-Vertex-Zeitsignal gesetzt hätten. Zum Vergleich ist in (c) die Verteilung von CC Monte Carlo Ereignissen mit  $V > 25$  GeV gezeigt.

und mit  $\epsilon_{L4}^{NC} = 100\%$  :

$$\frac{\epsilon_{L4}^{CC}}{\epsilon_{L4}^{NC}} = 1. \quad (5.13)$$

### Die kombinierte Triggereffizienz

Die kombinierte Triggereffizienz  $\epsilon_{trigger}^{CC}$  ergibt sich aus den in Tabelle 5.1 zusammengefaßten Werten zu

$$\epsilon_{trigger}^{CC} = (92 \pm 4)\%. \quad (5.14)$$

Das Verhältnis der Effizienzen wird:

$$\frac{\epsilon_{trigger}^{CC}}{\epsilon_{trigger}^{NC}} = 1.01 \pm 0.01 \quad (5.15)$$

Triggerbedingung	Effizienz bei CC Ergebnissen $\epsilon^{CC}$	Verhältnis der Effizienzen $\epsilon^{CC}/\epsilon^{NC}$
$V_{trigger}$ -Bedingung	$(94 \pm 3)\%$	$1.01 \pm 0.01$
z-Vertex-Zeitsignal	$(98 \pm 2)\%$	1
TOF Vetobedingung	100%	1
L4 Kriterien	100%	1
kombiniert	$(92 \pm 4)\%$	$1.01 \pm 0.01$

Tabelle 5.1: Effizienzen der verschiedenen Triggerbedingungen.

### 5.3 Der Vertex

Betrachtet werden soll in diesem Abschnitt die Vertexeffizienz  $\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{CC}}$ , also der Anteil von *CC* Ereignissen mit  $V > 25 \text{ GeV}$ , bei denen ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden konnte und dessen  $z$ -Komponente sich in einem Bereich  $\pm 50 \text{ cm}$  um den nominellen Wechselwirkungspunkt befindet. Die Bestimmung dieser Effizienz erfolgt in Anlehnung an die Bestimmung der Trigger-effizienz erneut mit der *NC* Datenmenge für das Studium systematischer Effekte (*NC* Selektion 1, siehe Abschnitt 4.6). Die Rekonstruktion des Ereignis-Vertex wird bei diesen Ereignissen wiederholt, wobei Spuren in Richtung des gestreuten Elektrons nicht berücksichtigt werden.

In Abb. 5.8(a) ist die  $\Theta_Q$ -Verteilung der *NC* Ereignisse mit  $V_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$  gezeigt, die — nach Ausschluß des Elektrons — sowohl die  $V_{\text{trigger}}$ -Triggerbedingung erfüllen würden als auch das  $z$ -Vertex-Zeitsignal gesetzt hätten (vgl. Abb. 5.7 (a)). Schattiert dargestellt ist der Beitrag von Ereignissen, welche die Vertexbedingung erfüllt haben. Bei Ereignissen mit  $\Theta_Q < 20^\circ$  ist die Möglichkeit der Bildung eines Ereignis-Vertex aufgrund der geometrischen Akzeptanz der zentralen Driftkammer stark eingeschränkt, welche einen Winkelbereich  $25^\circ < \Theta < 153^\circ$  überdeckt.

Zur Bestimmung der Effizienz der Vertexbedingung für *CC* Ereignisse werden die *NC* Ereignisse wieder mit dem Faktor  $w_{\text{CC}/\text{NC}}$  (Gl. 5.5) gewichtet. Die resultierende Verteilung ist in Abb. 5.8(b) dargestellt. Es wird deutlich, daß die Wichtung einen starken Einfluß auf die Effizienz hat, da Ereignisse mit kleinem  $\Theta_Q$  — und somit kleiner Vertexeffizienz — mit im Mittel kleineren Gewichtungsfaktoren multipliziert werden als Ereignisse mit großem  $\Theta_Q$ . Es ergibt sich für die Vertexeffizienz bei *CC* Ereignissen (vgl. [45]):

$$\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{CC}} = (84 \pm 7)\% \quad (5.16)$$

In den Fehler geht neben dem statistischen Fehler aufgrund der begrenzten Zahl von *NC* Ereignissen auch die Diskrepanz zwischen dem aus realen Daten ermittelten Wert  $\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{CC}}$  und dem aus Monte Carlo Ereignissen bestimmten Wert ein. Die Verteilung der Monte Carlo Ereignisse (Abb. 5.8(c)) zeigt jedoch keine signifikanten qualitativen Unterschiede.

Bei der Bestimmung der Effizienz der Vertexbedingung für die *NC* Ereignisse für Konsistenzstudien (*NC* Selektion 2) ergibt sich aufgrund der unterbleibenden Wichtung ein kleinerer Wert:  $\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{NC}} = (71 \pm 7)\%$ . Bei Bildung des Verhältnisses der Effizienzen kommt es zu einer Kompensation systematischer Unsicherheiten. Insbesondere stimmen die Resultate bei realen Daten und bei Monte Carlo Ereignissen überein. Es ergibt sich

$$\frac{\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{CC}}}{\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{NC}}} = 1.18 \pm 0.03. \quad (5.17)$$

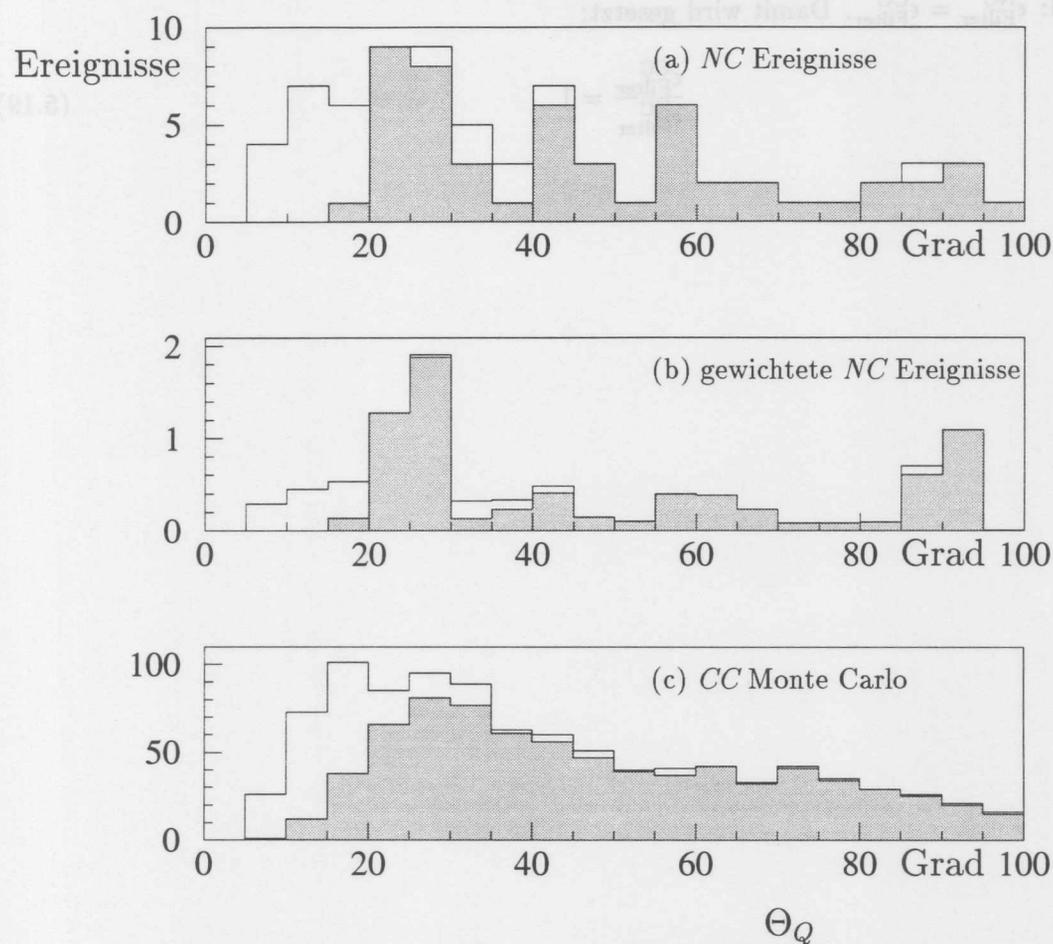


Abbildung 5.8: Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung  $\Theta_Q$  von NC Ereignissen mit  $V_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$ , die nach Ausschluß der Elektronensignale die  $V_{\text{trigger}}$  Bedingung erfüllt und das z-Vertex-Zeitsignal gesetzt hätten. In (a) ist die Verteilung der ungewichteten, in (b) die Verteilung der mit Faktoren  $w_{\text{CC/NC}}$  multiplizierten Ereignisse gezeigt. Schattiert wurde der Beitrag von Ereignissen, die — nach Ausschluß des Elektrons — die Vertexbedingung erfüllt hätten. Zum Vergleich ist in (c) die Verteilung von CC Monte Carlo Ereignissen mit  $V > 25 \text{ GeV}$  gezeigt.

## 5.4 Die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter

Als Effizienz der Höhenstrahlungs- und Halo-Filter  $\epsilon_{\text{Filter}}^{\text{CC}}$  wird der Anteil der  $\text{CC}$  Ereignisse mit  $V > 25$  GeV bezeichnet, der durch die Höhenstrahlungs- und Halo-Filter nicht verworfen wird. Aus dem Studium von Monte Carlo Ereignissen folgt:

$$\epsilon_{\text{Filter}}^{\text{CC}} = (98 \pm 2)\% \quad (5.18)$$

Bei der Bestimmung der Effizienz der Filter für  $\text{NC}$  Ereignisse ergab sich kein signifikanter Unterschied:  $\epsilon_{\text{Filter}}^{\text{NC}} = \epsilon_{\text{Filter}}^{\text{CC}}$ . Damit wird gesetzt:

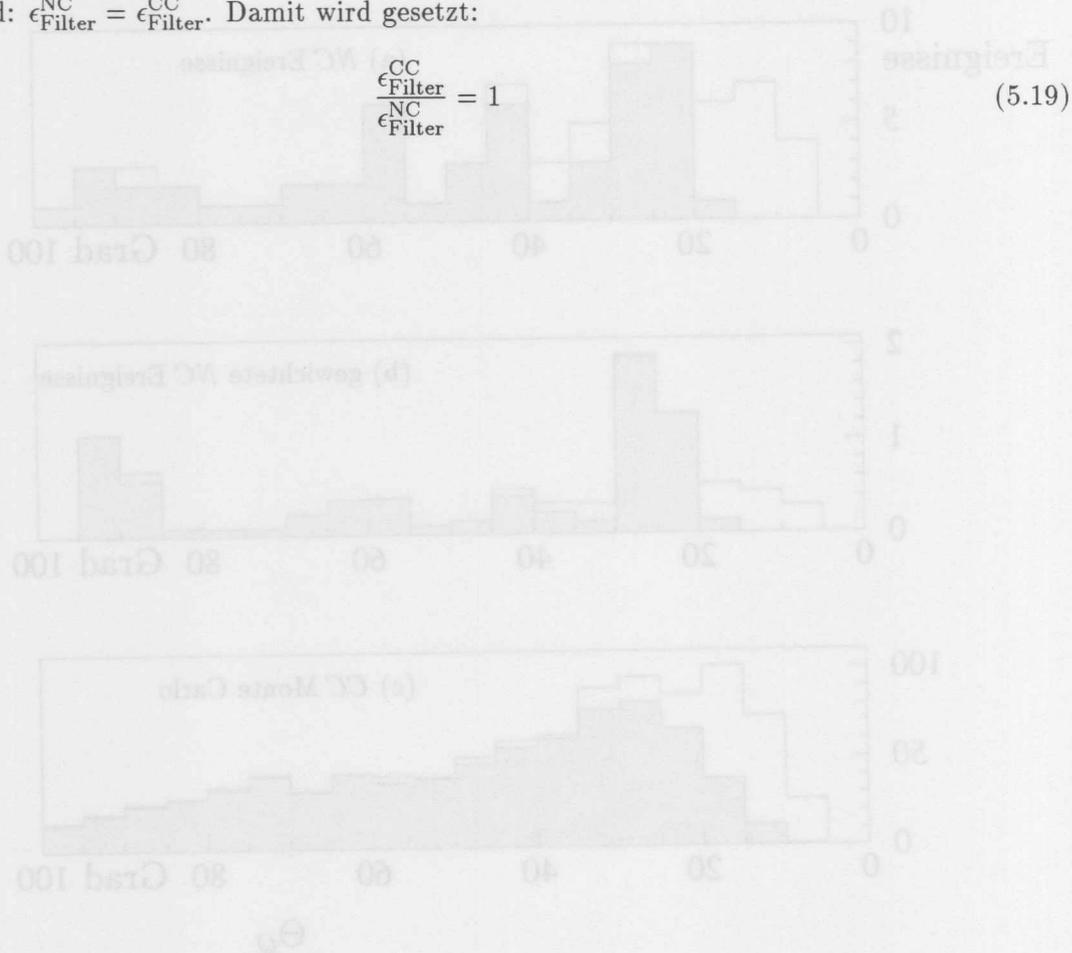


Abbildung 5.3: Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung  $\theta_q$  von  $\text{NC}$  Ereignissen mit  $V_{\text{had}} > 25$  GeV, die nach Ausschluss der Elektronen die  $V_{\text{had}}$  Bedingung erfüllt und das  $z$ -Vertex-Zentrum gesetzt hätten. In (a) ist die Verteilung der ungewichteten, in (b) die Verteilung der mit Faktoren  $\text{reco}(\text{multiplicities})$  gewichteten Ereignisse gezeigt. Schätzer wurde der Beitrag von Ereignissen, die — nach Ausschluss des Elektrons — die Vertexbedingung erfüllt hätten. Zum Vergleich ist in (c) die Verteilung von  $\text{CC}$  Monte Carlo Ereignissen mit  $V > 25$  GeV gezeigt.

## Kapitel 6

# Resultate

### 6.1 Der $CC$ Wirkungsquerschnitt

Der  $CC$  Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit einem Transversalimpuls des Neutrinos  $p_{\perp} > 25$  GeV ergibt sich aus

$$\sigma = \frac{N^{CC} - B^{CC}}{\mathcal{L} \epsilon^{CC}} . \quad (6.1)$$

Nach Einsetzen der in Tabelle 6.1 aufgeführten Werte für die Anzahl der Ereignisse  $N^{CC}$ , der Anzahl der Untergrundereignisse  $B^{CC}$ , die integrierte Luminosität  $\mathcal{L}$  und die kombinierte Effizienz  $\epsilon^{CC}$  folgt [2]:

$$\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV}) = (55 \pm 15 \pm 6) \text{ pb}, \quad (6.2)$$

wobei der erste Fehler die statistische, der zweite die kombinierte systematische Unsicherheit angibt.

Größe	Wert	Referenz
Anzahl der Ereignisse $N^{CC}$	14	Abschnitt 4.4
Anzahl der Untergrundereignisse $B^{CC}$	0	Abschnitt 4.5
integrierte Luminosität $\mathcal{L}$	$(348 \pm 17) \text{ nb}^{-1}$	Gleichung 4.1
V-Schnitt Effizienz $\epsilon_V^{CC}$	$(97 \pm 4)\%$	Gleichung 5.2
Trigger Effizienz $\epsilon_{\text{trigger}}^{CC}$	$(92 \pm 4)\%$	Gleichung 5.14
Vertex Effizienz $\epsilon_{\text{Vertex}}^{CC}$	$(84 \pm 7)\%$	Gleichung 5.16
Höhenstrahlungs und Halo-Filter Effizienz $\epsilon_{\text{Filter}}^{CC}$	$(98 \pm 2)\%$	Gleichung 5.18
Kombinierte Effizienz $\epsilon^{CC}$	$(73 \pm 8)\%$	

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der für die Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes relevanten Werte mit ihren systematischen Unsicherheiten.

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem bei einer  $W$ -Masse von  $M_W = 80.22$  GeV erwarteten Wert von 40.9 pb, zu dessen Berechnung elektroschwache und QCD Korrekturen berücksichtigt wurden (siehe Abschnitt 2.2). Bei dieser Rechnung wurde insbesondere die Gültigkeit der Altarelli-Parisi Beziehungen auch in dem untersuchten kinematischen Bereich angenommen.

In Abb. 6.1 ist der theoretisch erwartete Wert in Abhängigkeit von der Masse  $M_{\text{prop}}$  in dem Propagatorterm  $1/(1 + Q^2/M_{\text{prop}}^2)^2$  gezeigt. Aufgrund der vorliegenden Messung kann

auf einen Wert der Propagatormasse geschlossen werden, der sich in guter Übereinstimmung mit dem in  $p\bar{p}$  Experimenten bestimmten Wert der  $W$ -Masse von  $M_W = 80.22$  GeV befindet. In dem asymptotischen Fall  $M_{\text{prop}} = \infty$  ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 141.4 pb, der in Abb. 6.1 durch eine gestrichelte Linie angedeutet wird. Dieser Grenzfall kann durch die vorliegende Messung mit einer  $5\sigma$  Signifikanz ausgeschlossen werden. Damit ist der Einfluß des  $W$ -Propagatorterms erstmals experimentell nachgewiesen worden.

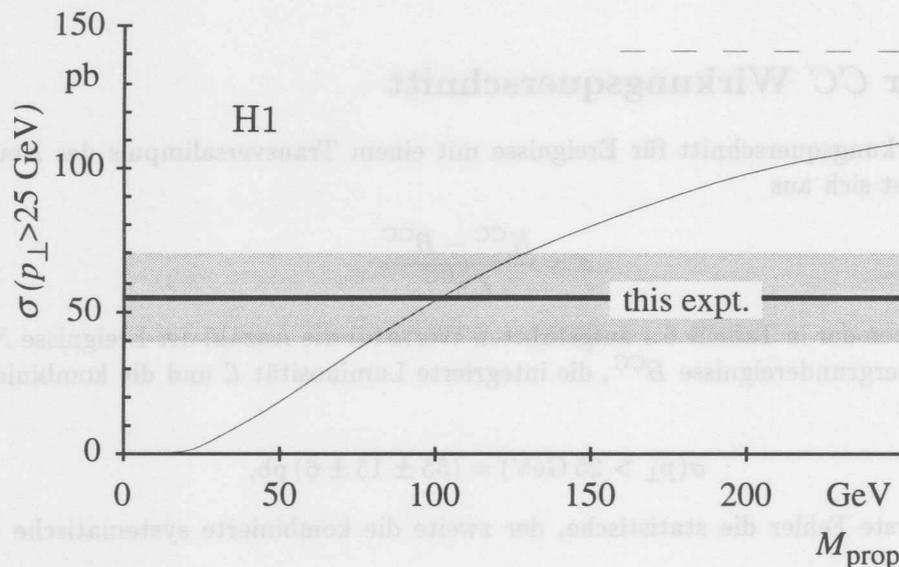


Abbildung 6.1: Der theoretisch erwartete CC Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Propagatormasse  $M_{\text{prop}}$  (dünne durchgehende Linie). Die gestrichelte Linie deutet den asymptotischen Fall  $M_{\text{prop}} = \infty$  an. Die schattierte Region stellt das  $1\sigma$  Band des gemessenen Wirkungsquerschnittes dar. (Aus [2])

Zur Illustration wurde in Abb. 6.2 der gemessene  $ep$  Wirkungsquerschnitt in einen äquivalenten  $\nu N$  Wirkungsquerschnitt konvertiert [16]. Bei dieser Konversion muß beachtet werden:

- Bei HERA sind die Elektronen unpolarisiert, wohingegen Neutrinos nur linkshändig auftreten.
- Es wird an unterschiedlichen Quark-Zusammensetzungen gestreut ( $p - N$ ) und das ausgetauschte  $W$  Boson hat unterschiedliche Vorzeichen.
- Die Messung  $\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})$  muß auch in den Bereich  $0 \text{ GeV} < p_{\perp} < 25 \text{ GeV}$  extrapoliert werden.

Zu beachten ist, daß diese Extrapolation der Messung in einen Bereich erfolgt, in welchem der Propagatorterm nur einen geringen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt hat. Dadurch wird die Signifikanz der Messung auf den Einfluß des Propagatorterms — scheinbar — vermindert (vgl. Abb. 6.1 und Abb. 6.2).

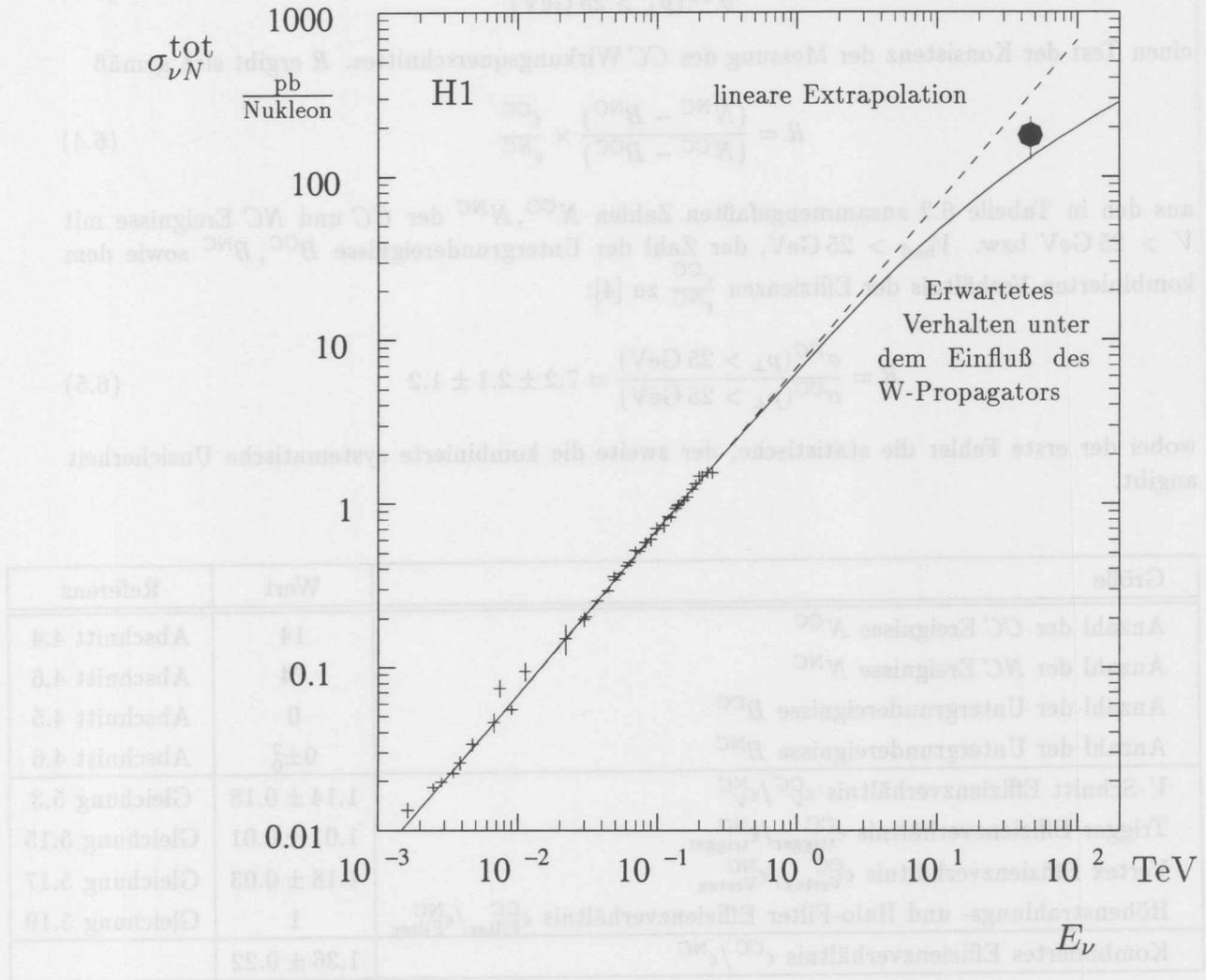


Abbildung 6.2: Die Energieabhängigkeit des  $\nu N$  Wirkungsquerschnittes. Die Kreuze stellen die Resultate der Neutrinoexperimente dar (siehe [1], p.213), wohingegen der gefüllte Kreis das Ergebnis dieser Analyse darstellt, welches für diesen Vergleich in einen  $\nu N$  Wirkungsquerschnitt konvertiert wurde. (vgl. Abb. 1.1)

## 6.2 Das Verhältnis $R = \sigma^{\text{NC}}/\sigma^{\text{CC}}$

Der  $NC$  Wirkungsquerschnitt wird durch den  $\gamma$ -Austausch dominiert. Die zusätzlichen Beiträge aufgrund des  $Z$ -Austausches und der  $\gamma Z$  Interferenz sind kleiner als der statistische Fehler bei der Messung des  $NC$  Wirkungsquerschnittes mit den Daten des Jahres 1993. Gleichwohl ermöglicht die Messung des Verhältnisses

$$R = \frac{\sigma^{\text{NC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})}{\sigma^{\text{CC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})} \quad (6.3)$$

einen Test der Konsistenz der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes.  $R$  ergibt sich gemäß

$$R = \frac{(N^{\text{NC}} - B^{\text{NC}})}{(N^{\text{CC}} - B^{\text{CC}})} \times \frac{\epsilon^{\text{CC}}}{\epsilon^{\text{NC}}} \quad (6.4)$$

aus den in Tabelle 6.2 zusammengefaßten Zahlen  $N^{\text{CC}}, N^{\text{NC}}$  der  $CC$  und  $NC$  Ereignisse mit  $V > 25 \text{ GeV}$  bzw.  $V_{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$ , der Zahl der Untergrundereignisse  $B^{\text{CC}}, B^{\text{NC}}$  sowie dem kombinierten Verhältnis der Effizienzen  $\frac{\epsilon^{\text{CC}}}{\epsilon^{\text{NC}}}$  zu [4]:

$$R = \frac{\sigma^{\text{NC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})}{\sigma^{\text{CC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})} = 7.2 \pm 2.1 \pm 1.2 \quad (6.5)$$

wobei der erste Fehler die statistische, der zweite die kombinierte systematische Unsicherheit angibt.

Größe	Wert	Referenz
Anzahl der $CC$ Ereignisse $N^{\text{CC}}$	14	Abschnitt 4.4
Anzahl der $NC$ Ereignisse $N^{\text{NC}}$	74	Abschnitt 4.6
Anzahl der Untergrundereignisse $B^{\text{CC}}$	0	Abschnitt 4.5
Anzahl der Untergrundereignisse $B^{\text{NC}}$	$0 \pm 0^2$	Abschnitt 4.6
$V$ -Schnitt Effizienzverhältnis $\epsilon_V^{\text{CC}}/\epsilon_V^{\text{NC}}$	$1.14 \pm 0.18$	Gleichung 5.3
Trigger Effizienzverhältnis $\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{CC}}/\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{NC}}$	$1.01 \pm 0.01$	Gleichung 5.15
Vertex Effizienzverhältnis $\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{CC}}/\epsilon_{\text{Vertex}}^{\text{NC}}$	$1.18 \pm 0.03$	Gleichung 5.17
Höhenstrahlungs- und Halo-Filter Effizienzverhältnis $\epsilon_{\text{Filter}}^{\text{CC}}/\epsilon_{\text{Filter}}^{\text{NC}}$	1	Gleichung 5.19
Kombiniertes Effizienzverhältnis $\epsilon^{\text{CC}}/\epsilon^{\text{NC}}$	$1.36 \pm 0.22$	

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der für die Messung des Verhältnisses  $R = \sigma^{\text{NC}}/\sigma^{\text{CC}}$  relevanten Werte mit ihren systematischen Unsicherheiten.

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert von  $R = 7.7$  (siehe Abschnitt 2.2) und ist konsistent mit dem Ergebnis der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes.

### 6.3 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes in Ereignissen der tiefinelastischen Elektron Proton Streuung. Es wurde zunächst gezeigt:

- Mit dem H1 Detektor können  $CC$  Ereignisse aufgezeichnet, selektiert und identifiziert werden.
- Als größtes praktisches Problem bei der Selektion von  $CC$  Ereignissen stellte sich die Kontamination durch Höhenstrahlungs- und Halo-Ereignisse dar, in denen hochenergetische Myonen energetische und kompakte elektromagnetische Schauer induzieren. Verfahren zur Identifizierung dieser Ereignisse wurden entwickelt, die jedoch insbesondere noch für solche Fälle optimiert werden müssen, in denen ein Myon-induzierter Schauer einem  $\gamma p$  oder Strahl-Gas Ereignis überlagert wurde.
- Die Berechnung der Effizienz kann zum Großteil aus realen Daten erfolgen, indem  $NC$  Ereignisse untersucht werden, bei denen die vom Elektron verursachten Signalen ignoriert werden.

Aus der Analyse der Daten ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Die Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes für Transversalimpulse des Neutrinos  $p_{\perp} > 25$  GeV ergibt

$$\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV}) = (55 \pm 15 \pm 6) \text{ pb.} \quad (6.6)$$

In dem betrachteten kinematischen Bereich hat der Propagatorterm

$$\frac{1}{(1 + Q^2/M_{\text{prop}}^2)^2}$$

einen großen Einfluß auf den theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitt. Für  $M_{\text{prop}} = M_W = 80.22$  GeV ergibt sich  $\sigma^{\text{theo}} = 40.9$  pb, für den Grenzfall  $M_{\text{prop}} = \infty$  dagegen  $\sigma^{\text{theo}} = 141.4$  pb. Dieser Grenzfall  $M_{\text{prop}} = \infty$  kann durch die Messung mit einer  $5\sigma$ -Signifikanz ausgeschlossen werden. Damit wird erstmals experimentell der Einfluß des  $W$ -Propagatorterms nachgewiesen.

- Der Wert für die Masse  $M_{\text{prop}}$  im Propagatorterm ist kompatibel mit dem Wert  $M_W$  für die Masse des  $W$ -Bosons, wie in  $p\bar{p}$  Experimenten bestimmt werden kann.
- Das Ergebnis der Messung des Verhältnisses  $R$  der  $NC$  und  $CC$  Wirkungsquerschnitte

$$R = \frac{\sigma^{\text{NC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})}{\sigma^{\text{CC}}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})} = 7.2 \pm 2.1 \pm 1.2 \quad (6.7)$$

ist — obgleich zum Teil durch andere systematische Effekte beeinflusst — konsistent mit dem Ergebnis der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes.

Eine  $R$ -Messung sollte dann mit größerer Präzision als eine Wirkungsquerschnitts-Messung erfolgen können, wenn der Beitrag der  $NC$  Ereignisse zum statistischen Fehler der  $R$  Messung kleiner ist als die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung. Die  $R$  Messung kann dann als Grundlage des Studiums elektroschwacher Parameter dienen. In Tabelle 2.1 ist die Abhängigkeit der Größe  $R$  von elektroschwachen Parametern gezeigt. Im Rahmen des HERA-Workshops [3] wurde die Kombination einer  $R$ -Messung mit der Messung der Myon-Lebensdauer (und damit  $G_{\mu}$ ) diskutiert. Bei einer Präzision der  $R$ -Messung von 1% ergäbe sich ein Wert für die  $W$ -Masse mit einem Fehler von 860 MeV.

Wie in der Untersuchung im Rahmen des HERA-Workshops [3] gezeigt wurde und wie auch schon in dieser Arbeit deutlich wird, stellt die Unsicherheit der Kalibration des Kalorimeters einen wesentlichen Beitrag zur systematischen Unsicherheit der  $R$  Messung dar. Ein detailliertes Studium der Energiekalibration — die zur Zeit für hadronische Energien zu 5% bekannt ist — ist erforderlich.

Ein Betrieb des HERA Speicherringes mit longitudinal polarisierten Elektronen würde weitere Möglichkeiten des Studiums der elektroschwachen Wechselwirkung ermöglichen. Ein erstes wichtiges Ziel könnte in dem Nachweis der Abhängigkeit des  $CC$  Wirkungsquerschnittes von der Polarisation liegen (vgl. Gl. 2.16). Dieser Nachweis könnte mit zwei Messungen des  $CC$  Wirkungsquerschnittes  $\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})$  bei unterschiedlichen Polarisationen  $+P$  und  $-P$  erfolgen. Bei einem Polarisationsgrad von  $P \pm 0.6$  wären 2 Datenmengen entsprechend einer integrierten Luminosität von weniger als jeweils 1 pb ausreichend, um eine Abhängigkeit von der Polarisation mit einer  $3\sigma$  Signifikanz nachzuweisen [46].

Die Berechnung der Effizienz kann zum Großteil aus realen Daten erfolgen, indem die Ereignisse untersucht werden, bei denen die vom Elektron verursachten Signale ignoriert werden.

Aus der Analyse der Daten ergeben sich folgende Ergebnisse:

Die Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes für Transversalimpulse des Neutrinos  $p_{\perp} > 25 \text{ GeV}$  ergibt

$$\sigma(p_{\perp} > 25 \text{ GeV}) = (55 \pm 15 \pm 8) \text{ pb} \quad (6.6)$$

In dem betrachteten kinematischen Bereich hat der Propagatorterm

$$\frac{1}{(1 + Q^2/M_{W_{eff}}^2)}$$

einen großen Einfluß auf den theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitt. Für  $M_{W_{eff}} = 80.33 \text{ GeV}$  ergibt sich  $\sigma^{theor} = 10.9 \text{ pb}$ , für den Grenzfall  $M_{W_{eff}} = \infty$  dagegen  $\sigma^{theor} = 141.4 \text{ pb}$ . Dieser Grenzfall  $M_{W_{eff}} = \infty$  kann durch die Messung mit einer  $3\sigma$  Signifikanz ausgeschlossen werden. Damit wird erstmals experimentell der Einfluß des  $W$ -Propagatorterms nachgewiesen.

Der Wert für die Masse  $M_{W_{eff}}$  im Propagatorterm ist kompatibel mit dem Wert  $M_W$  für die Masse des  $W$ -Bosons, wie in pp Experimenten bestimmt werden kann.

Das Ergebnis der Messung des Verhältnisses  $R$  der  $NC$  und  $CC$  Wirkungsquerschnitte

$$R = \frac{\sigma^{NC}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})}{\sigma^{CC}(p_{\perp} > 25 \text{ GeV})} = 1.3 \pm 2.1 \pm 1.2 \quad (6.7)$$

ist — obwohl zum Teil durch andere systematische Effekte beeinflusst — konsistent mit dem Ergebnis der Messung des  $CC$  Wirkungsquerschnittes.

Eine  $R$ -Messung sollte dann mit größerer Präzision als eine Wirkungsquerschnittes-Messung erfolgen können, wenn der Beitrag der  $NC$ -Ereignisse zum statistischen Fehler der  $R$ -Messung kleiner ist als die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung. Die  $R$ -Messung kann dann als Grundlage des Studiums elektroschwacher Parameter dienen. In Tabelle 2.1 ist die Abhängigkeit der Größe  $R$  von elektroschwachen Parametern gezeigt. Im Rahmen des HERA-Workshops [3] wurde die Kombination einer  $R$ -Messung mit der Messung der  $M_W$ -Lebensdauer (und damit  $G_F$ ) diskutiert. Bei einer Präzision der  $R$ -Messung von 1% ergäbe sich ein Wert für die  $W$ -Masse mit einem Fehler von 800 MeV.

## Anhang A

# Die Rekonstruktion der Daten

### A.1 Rekonstruktion der LAr Energien

In dieser Arbeit ist die Messung der Energie im Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter von besonderer Bedeutung. Daher seien hier kurz die Schritte skizziert, in denen ausgehend von deponierten Ladungen in LAr Kalorimeterzellen zunächst Näherungswerte (*AEOR-Energien*) und dann nach verschiedenen Korrekturen die endgültigen Werte (*AEFR-Energien*) der deponierten Energien rekonstruiert werden [20],[21].

- Im ersten Schritt werden die gemessenen Werte der Ladungen unter Berücksichtigung der Sampling-Struktur des Kalorimeters in Energiewerte umgerechnet. Die resultierenden Energiewerte werden als *AEOR-Energien* bezeichnet. Die Kalibrationskonstanten sind so definiert, daß für elektromagnetisch aufschauende Teilchen die *AEOR-Energiewerte* den Teilchenenergien entsprechen.
- Zur Unterdrückung von elektronischen Rauschsignalen wurden schon bei der Datennahme nur solche Zellen berücksichtigt, deren Signal um  $2\sigma$  (im Vorwärtsbereich  $2.5 - 3\sigma$ ) über oder unter dem mittleren Rauschsignal lagen. Dieses Kriterium wird bei der Rekonstruktion noch verschärft, indem nur Zellen mit einem Signal oberhalb von  $4\sigma$  des Rauschsignals benutzt werden. Zellen mit einem Signal oberhalb von  $2\sigma$  werden nur dann betrachtet, wenn sich in der Umgebung einer  $4\sigma$ -Zelle befinden. Der Einfluß verbleibender Rauschsignale wird dadurch kompensiert, daß auch solche Zellen berücksichtigt werden, denen aufgrund von Rauschsignalen negative Energiewerte zugeordnet wurden.
- Parallel zur normalen Datennahme wurden mit einer typischen Rate von 0.2 Hz zufällige Ereignisse aufgezeichnet und automatisch analysiert. Sofern eine Zelle ein auffälliges Verhalten zeigte, wird sie bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt [29].
- Die Energieverluste zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Kalorimeter und dem toten Material in den Lücken (*cracks*) zwischen verschiedenen Kalorimeter-Segmenten können beträchtlich sein und müssen korrigiert werden. In einem ersten Korrekturschritt werden die *AEOR-Energien* in *AE1R-Energie* umgerechnet, indem die Energieverluste vor dem LAr-Kalorimeter berücksichtigt werden. Durch die Korrektur der Energieverluste in den Lücken des Kalorimeters werden aus den *AE1R-Energien* die *AEDR-Energien* gebildet.
- Das H1 LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter. Die Detektorsignale für Hadronen sind um etwa 30% kleiner als für Elektronen gleicher Energie. Die Korrektur dieses Effektes erfordert die Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer. Dazu werden zunächst *Cluster* von Zell-Gruppen gebildet. Der Clusteralgorithmus ist dahingehend optimiert, elektromagnetische Schauer ganz zu erfassen, wohingegen

hadronische Schauer durchaus in mehrere Cluster aufgeteilt sein können. Cluster von elektromagnetischen Schauern haben eine klare Signatur: Der Großteil der Energie ist im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert, die Schauerentwicklung setzt im allgemeinen schon in der innersten Lage des Kalorimeters ein und die Schauer sind kompakt. Für die Zellen solcher Cluster ist keine Korrektur nötig. Die übrigen Zell-Energien werden — abhängig von Energie, Ort und Volumen der Zelle — gewichtet. Resultat sind die endgültigen Energien, die *AEFR*-Energien. Zur weiteren Unterdrückung von Rauschsignalen werden dabei solche Energiebeiträge verworfen, die in niederenergetischen, isolierten Clustern mit großem Abstand zu Strahlrohr deponiert wurden.

In einem weiteren Rekonstruktionsschritt werden die *LAr*-Cluster und die Cluster, die aus den Energiedepositionen in den anderen Kalorimetern — einschließlich des Myonsystems — gebildet werden, kombiniert. Die kombinierten Cluster werden als *RCLU*-Cluster bezeichnet.

## A.2 Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Spuren erfolgt durch einen Fit an gemessenen Hits in den Spurkammern. In weiteren Rekonstruktionsstufen werden Spurinformatoren unterschiedlicher Spurkammern miteinander kombiniert. Außerdem kann aus dem Spursystem ein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden. Im folgenden sollen kurz die in dieser Arbeit benutzten Rekonstruktionsstufen angesprochen werden.

### CJKR-Spuren

Eine Spurrekonstruktion basierend allein auf den zentralen Driftkammern führt zu den *CJKR*-Spuren. Bei dem Fit der *CJKR*-Spuren wird der Zeitpunkt, an dem das geladene Teilchen die Spurkammer durchquerte, nicht vorgegeben. Daher können auch in Ereignissen, die einem falschen Bunchcrossing zugeordnet wurden (vgl. Abb. 3.3(a)) noch Spuren rekonstruiert werden. Es kann sogar mit einer Auflösung von 1.5 ns der zeitliche Abstand zwischen der Bildung des Spursystems und dem Zeitpunkt des nominellen Bunchcrossings bestimmt werden.

### CTKR-Spuren

In einem weiteren Rekonstruktionsschritt werden die Driftkammerinformationen mit den Informationen der *z*-Kammern und denen der rückwärtigen Proportionalkammer verknüpft und die *CTKR*-Spuren gebildet. In der erstmaligen Rekonstruktion der 1993er Daten — welche für diese Arbeit benutzt wurde — wurden die *z*-Kammern jedoch noch nicht berücksichtigt, so daß in dieser Arbeit *CJKR*- und *CTKR*-Spuren im wesentlichen gleich sind.

### FTKR-Spuren

Die Rekonstruktion der Spuren in dem Vorwärts-Spurkammersystem führt zur Bildung der *FTKR*-Spuren.

### Ereignis-Vertex

Aus den *CJKR*-Spuren kann ein Ereignis-Vertex (*CJGR*-Vertex) rekonstruiert werden, sofern zumindest 2 *CJKR*-Spuren unter anderem die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Die Spur beginnt bei einem Radius  $R_{\text{beg}} < 30$  cm.
- Die Differenz zwischen den Radialen des Spurbeginns  $R_{\text{beg}}$  und des Spurendes  $R_{\text{end}}$  ist größer als 10 cm.

- Für den minimale Abstand der Spur zur  $z$ -Achse (Strahlachse)  $DCA$  (distance of closest approach) gilt:  $DCA < 5$  cm.
- Der  $z$  Wert  $z_0$  des Punktes mit minimalem Abstand zur  $z$ -Achse hat einen Betrag kleiner als 75 cm.

Diese Kriterien sind zumindest ebenso streng wie die Kriterien, die bei der DST Selektion von einer CTKR-Spur erfüllt werden müssen (siehe Abschnitt 4.2). Da bei der erstmaligen Rekonstruktion der Daten die CTKR- und die CJKR-Spuren im wesentlichen identisch waren, gilt streng: Jedes Ereignis, bei dem die Rekonstruktion eines Vertex möglich ist, hat auch die DST Bedingung erfüllt. Somit muß die Effizienz der DST Spurbedingung nicht gesondert untersucht werden, wenn die Forderung nach der Existenz eines CJGR-Vertex gestellt und die Effizienz dieser Vertexbedingung bestimmt wird.

Bei Ereignissen mit  $\Theta_Q < 20^\circ$  ist die Möglichkeit der Bildung eines CJGR-Vertex aufgrund der geometrischen Akzeptanz der zentralen Driftkammer stark eingeschränkt, welche einen Winkelbereich  $25^\circ < \Theta < 153^\circ$  überdeckt. Diese geometrische Akzeptanz ist der wesentliche Grund dafür, daß die Vertexeffizienz bei der Selektion der  $CC$  Ereignisse lediglich  $\epsilon_{\text{Vertex}}^{CC} = (84 \pm 7)\%$  (siehe Gl. 5.16) beträgt. Die Vertexeffizienz hätte somit bei einer Rekonstruktion des Ereignis-Vertex aus kombinierten Spuren der zentralen und der Vorwärts-Spurkammern erhöht werden können. Auf diese Möglichkeit wurde in dieser Arbeit aber verzichtet, da

- die Beschränkung auf Informationen nur einer Spurkammer bei der Abschätzung systematischer Unsicherheiten von Vorteil ist und
- die Kombination von Informationen der verschiedenen Spurkammersysteme bei der erstmaligen Rekonstruktion der Ereignisse noch nicht zufriedenstellend erfolgen konnte.

### A.3 Benutzte Version des Rekonstruktionsprogramms

Eine erstmalige Rekonstruktion der Daten erfolgte parallel zur Datennahme. Anfang 1994 erfolgte eine erneute Rekonstruktion der Daten, jedoch wurde diese neue Rekonstruktion in der vorliegenden Arbeit nicht mehr berücksichtigt. Bei den Daten mit der erstmaligen Rekonstruktion galt es zu beachten:

- In dem Verfahren, die AEDR-Energien in AEFER-Energien zu transferieren gab es bei der erstmaligen Rekonstruktion einen schwerwiegenden Fehler, der teilweise die Wichtung der AEDR-Energien verhinderte. Diese speziellen Rekonstruktionsschritte wurden daher vor der endgültigen Selektion wiederholt.
- Durch einen Programmierfehler wurde in einem Teil der Daten kein CJGR-Vertex rekonstruiert. Die Rekonstruktion des CJGR-Vertex wurde daher nachträglich wiederholt.
- Während der Datennahme 1993 kam es gelegentlich zu kurzzeitigen Ausfällen einer ganzen Gruppe von Zellen im LAr-Kalorimeter. Insbesondere lieferten diese Zellen während des Ausfalls auch kein Rauschsignal. Gleichwohl wurde weiterhin zur Korrektur des — jetzt verschwundenen — Rauschens ein Korrektursignal hinzuaddiert. Sofern das Problem lange genug bestehen blieb, wurden die entsprechenden Zellen von dem automatischen Kontrollprogramm erkannt und von der Rekonstruktion ausgeschlossen. Oftmals waren aber diese Ausfälle sehr kurzzeitig. Die fehlerhafte Korrektur führte dann zu (vermeintlich) erheblichen Energiedepositionen in diesen Zellen (Abb. A.1) und dadurch zu einem hohen Wert für die vektorielle Transversalimpulssumme  $V$ .

Bei der erstmaligen Rekonstruktion wurde dieser Effekt nicht durchgehend korrigiert. So wurde in dieser Arbeit vor der eigentlichen Analyse nach Ereignissen mit solchen sehr charakteristischen Energiedepositionen gesucht und die entsprechende Korrektur nachträglich durchgeführt. Ereignisse solchen Types, bei denen die nachträgliche Korrektur versagte, wurden durch die  $V_{\text{trigger}}$ -Triggerbedingung verworfen: Die  $V_{\text{trigger}}$ -Berechnung erfolgt aus Triggerinformationen, die unabhängig von dem normalen Auslesevorgang gewonnen wurden und von dem geschilderten Problem nicht berührt sind.

Zu beachten ist, daß durch den oben erwähnten Fehler in der Energierekonstruktion auch die POT Selektion beeinträchtigt ist. Es wurden bei der POT Selektion Ereignisse verworfen, die nach der Korrektur der Rekonstruktionsschritte akzeptiert worden wären. Wenn ein Ereignis lediglich hadronische Schauer ausbildete, diese aber nicht gewichtet wurden, so lag der effektive POT Schnitt um etwa 30% höher als der nominelle Wert von 10 GeV — aber auch ein Schnitt bei 13 GeV ist noch unkritisch bei dem gewählten endgültigen Schnitt von  $V > 25$  GeV. Es mußte bei dieser Analyse somit nicht die Neuselektion nach einer erneuten vollständigen Rekonstruktion sämtlicher Ereignisse abgewartet werden.

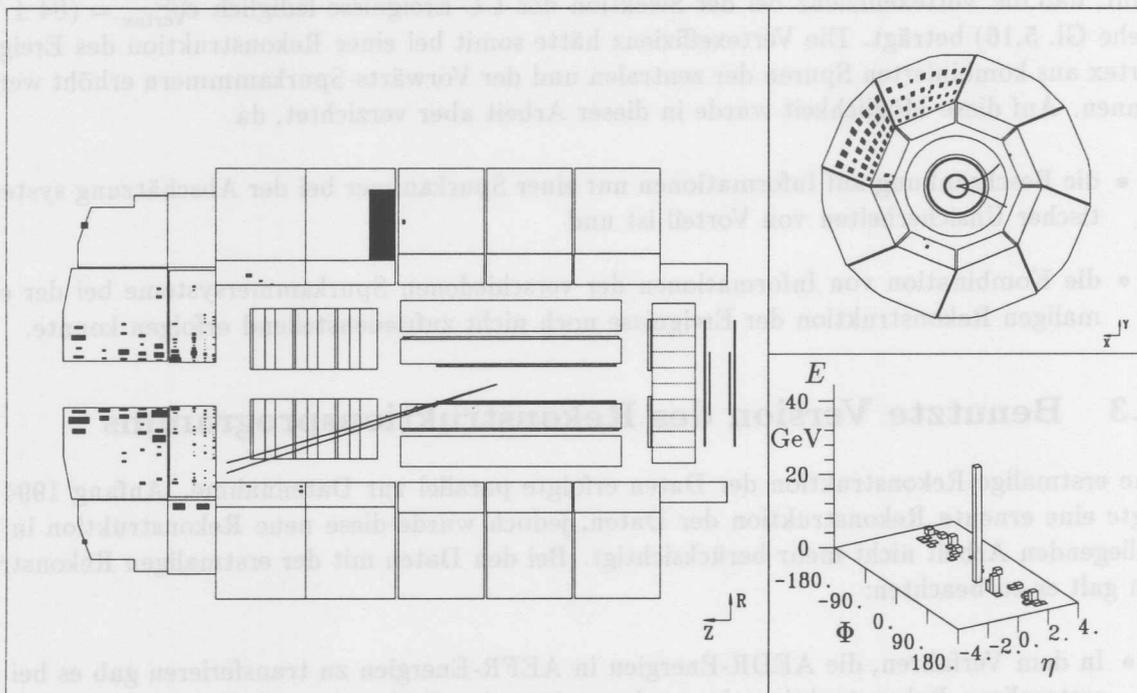


Abbildung A.1: Ereignis mit vermeintlich großer Energiedeposition nach einer fehlerhaften Korrektur ausbleibender LAr-Signale.

## Anhang B

# Korrelation zwischen $V_{\text{had}}$ und $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$

Die beobachtete Korrelation zwischen den rekonstruierten Werten von  $V_{\text{had}}$  und den auf Triggerinformationen beruhenden  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  war unerwartet schlecht (Abb. 5.4). Um solch ein Verhalten verständlich zu machen, soll die Berechnung von  $V_{\text{had}}$  in mehreren Schritten in Anlehnung an die Arbeitsweise des LAr-Triggersystems (siehe Abschnitt 3.3) so modifiziert werden, daß sich schließlich eine gute Korrelation mit  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  zeigt:

$V_{\text{had}} \rightarrow V_{\text{had}}(1)$ : Es werden bei der Berechnung von  $V_{\text{had}}(1)$  nur solche Kalorimeterzellen berücksichtigt, die auch von dem LAr-Triggersystem benutzt wurden. Insbesondere werden also die **Zellen der innersten Lage ausgeschlossen**.

$V_{\text{had}}(1) \rightarrow V_{\text{had}}(2)$ : Bei der Berechnung von  $V_{\text{had}}(2)$  werden nicht mehr die Positionen der einzelnen Zellen benutzt, sondern die **größere Ortsinformation der entsprechenden BT**. Außerdem erfolgt die Bestimmung von  $V_{\text{had}}(2)$  nicht bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex, sondern **bezüglich des nominellen Wechselwirkungspunktes**.

$V_{\text{had}}(2) \rightarrow V_{\text{had}}(3)$ : Die Berechnung von  $V_{\text{had}}(3)$  erfolgt nicht mehr mit den endgültigen rekonstruierten Energien — den AEFR-Energien — sondern mit den AEOR-Energien (siehe Anhang A). Somit erfolgt die Berechnung von  $V_{\text{had}}(3)$  **ohne Wichten hadronischer Energie und ohne Korrektur des inaktiven Materials**.

$V_{\text{had}}(3) \rightarrow V_{\text{had}}(4)$ : Für die Berechnung von  $V_{\text{had}}(4)$  werden nur solche Zellen berücksichtigt, bei denen die Summe der Zellenergien des entsprechenden TT-Paares — bestehend jeweils aus einem TT im elektromagnetischen Teil und dem dahinterliegenden TT im hadronischen Teil des Kalorimeters — einen Wert von 1.2 GeV übersteigt. Dieser Wert entspricht dem nominellen Wert der **AGM Schwelle**.

$V_{\text{had}}(4) \rightarrow V_{\text{had}}(5)$ :  $V_{\text{had}}(5)$  wird aus  $V_{\text{had}}(4)$  gebildet, indem die **Digitalisierung der BT Energien** simuliert wird: Einem Energiewert von 0.5 GeV wird jeweils eine FADC-Einheit zugeordnet. Dabei ist zu beachten, daß die Energien nicht gerundet, sondern abgeschnitten werden: Ein Signal von 0.49 GeV geht verloren, einem Signal von 0.99 GeV wird 1 FADC-Einheit zugeordnet.

$V_{\text{had}}(5) \rightarrow V_{\text{had}}(6)$ : Zur Berechnung von  $V_{\text{had}}(6)$  werden nur solche BT benutzt, die der Bedingung der **1. BT Schwelle** genügend einen Energiewert von mindestens 2 FADC-Einheiten besitzen.

$V_{\text{had}}(6) \rightarrow V_{\text{had}}(7)$  :  $V_{\text{had}}(6)$  berechnet sich nur aus solchen BT, die der Bedingung der **2. BT Schwelle** genügend nach der Gewichtung mit  $\sin(\Theta) \cos(\Phi)$  bzw.  $\sin(\Theta) \sin(\Phi)$  noch einen Energiewert von mindestens 3 FADC-Einheiten besitzen.

$V_{\text{had}}(7) \rightarrow V_{\text{had}}(8)$  : Die Bildung von  $V_{\text{had}}(8)$  aus den Energiesummen  $E_x$  und  $E_y$  erfolgt mit einer **Ganzzahl-Operation**.

Im Mittel sollten die Werte von  $V_{\text{had}}(8)$  und der mit den Triggerinformationen berechnete Wert  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  gleich sein. Unterschiede zwischen  $V_{\text{had}}(8)$  und  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  bestehen zum einen in der unterschiedlichen Überlagerung der Energiesignale durch elektronisches Rauschen und zum anderen in einer möglicherweise zu naiven Simulation der AGM Schwelle.

In Abb. B.1 sind für reale *NC* Ereignisse mit  $15 \text{ GeV} < V_{\text{had}} < 30 \text{ GeV}$  die Korrelationen zwischen  $V_{\text{had}}(1)$  und  $V_{\text{had}}$ ,  $V_{\text{had}}(i+1)$  und  $V_{\text{had}}(i)$  ( $i=1, \dots, 7$ ) und schließlich  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  und  $V_{\text{had}}(8)$  dargestellt. Besonders schlecht sind die Korrelationen zwischen  $V_{\text{had}}(1)$  und  $V_{\text{had}}$ ,  $V_{\text{had}}(3)$  und  $V_{\text{had}}(2)$ ,  $V_{\text{had}}(4)$  und  $V_{\text{had}}(3)$  sowie  $V_{\text{had}}(7)$  und  $V_{\text{had}}(6)$ . Daraus kann geschlossen werden, daß die schlechte Korrelation zwischen  $V_{\text{trigger}}^{\text{had}}$  und  $V_{\text{had}}$  in erster Linie zurückzuführen ist auf:

- die Nichtberücksichtigung der Zellen der innersten Kalorimeterlage in dem Triggersystem,
- die fehlenden Korrektur des toten Materials und dem nicht durchgeführten Wichten hadronischer Energien,
- die AGM Schwelle, die gegen elektronische Rauschsignale auf TT Ebene angelegt wird,
- die 2. BT Schwelle, die auf die schon gewichteten BT Energien angewandt wurde.

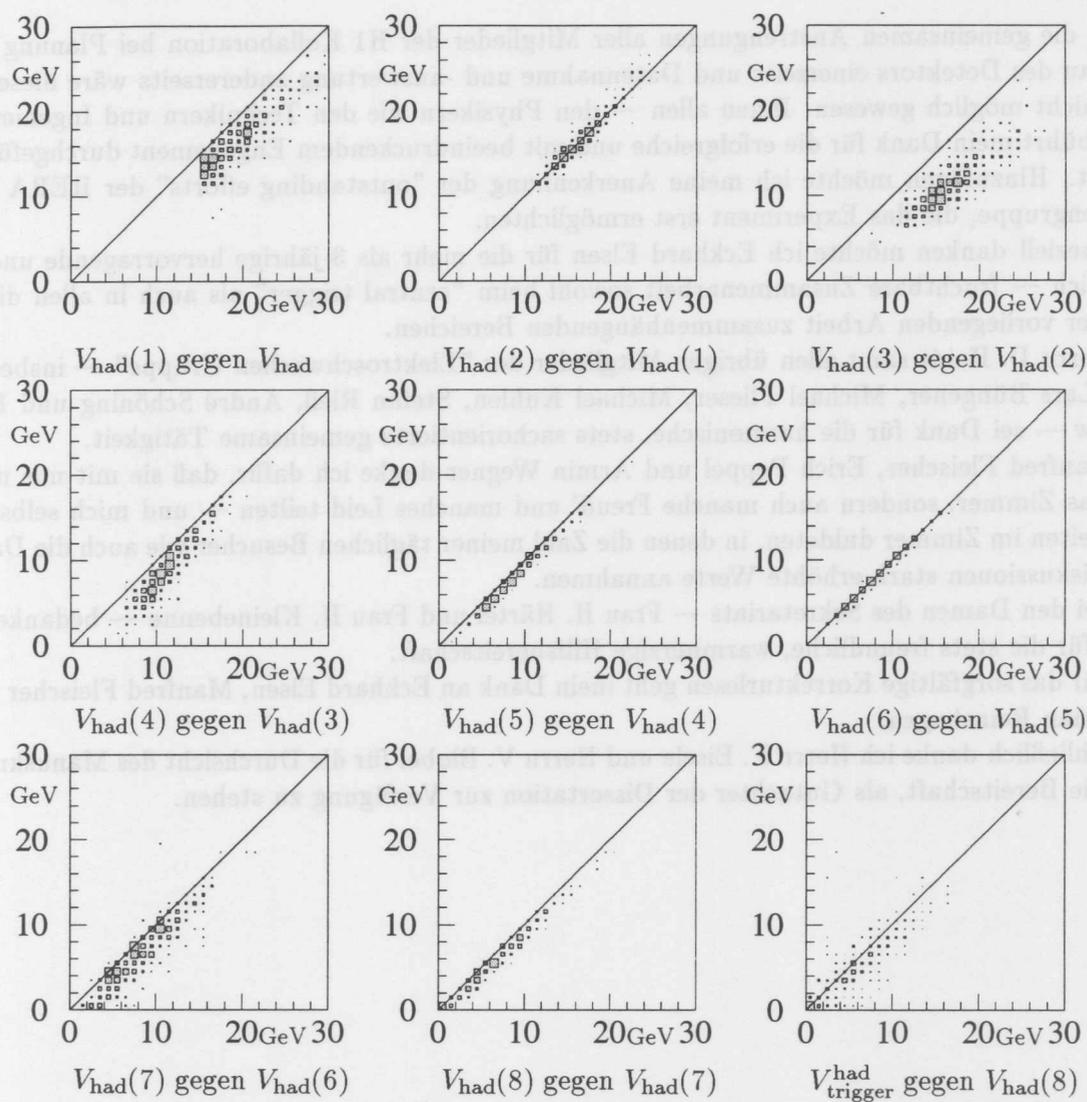


Abbildung B.1: Korrelationen zwischen  $V_{\text{had}}$  und verschiedenen modifizierten Größen  $V_{\text{had}}(i)$ ,  $i = 1, \dots, 8$  (siehe Text), sowie  $V_{\text{had}}^{\text{had\_trigger}}$  in NC Ereignissen mit  $15 \text{ GeV} < V_{\text{had}} < 30 \text{ GeV}$

# Danksagung

Ohne die gemeinsamen Anstrengungen aller Mitglieder der H1 Kollaboration bei Planung und Aufbau des Detektors einerseits und Datennahme und -auswertung andererseits wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Ihnen allen — den Physikern wie den Technikern und Ingenieuren — gebührt mein Dank für die erfolgreiche und mit beeindruckendem Engagement durchgeführte Arbeit. Hinzufügen möchte ich meine Anerkennung der "outstanding efforts" der HERA Maschinengruppe, die das Experiment erst ermöglichten.

Speziell danken möchte ich Eckhard Elsen für die mehr als 3-jährige hervorragende und — für mich — fruchtbare Zusammenarbeit sowohl beim "central trigger" als auch in allen direkt mit der vorliegenden Arbeit zusammenhängenden Bereichen.

Herrn D. Haidt samt allen übrigen Mitglieder der "Elektroschwachen Gruppe" — insbesondere Lars Büngener, Michael Flieser, Michael Kuhlen, Stefan Rieß, André Schöning und Felix Sefkow — sei Dank für die harmonische, stets sachorientierte gemeinsame Tätigkeit.

Manfred Fleischer, Erich Peppel und Armin Wegner danke ich dafür, daß sie mit mir nicht nur das Zimmer, sondern auch manche Freud' und manches Leid teilten — und mich selbst zu den Zeiten im Zimmer duldeten, in denen die Zahl meiner täglichen Besucher wie auch die Dauer der Diskussionen stark erhöhte Werte annahmen.

Bei den Damen des Sekretariats — Frau H. Härtel und Frau H. Kleinebenne — bedanke ich mich für die stets freundliche, warmherzige Hilfsbereitschaft.

Für das sorgfältige Korrekturlesen geht mein Dank an Eckhard Elsen, Manfred Fleischer und Sebastian Reinshagen.

Schließlich danke ich Herrn F. Eisele und Herrn V. Blobel für die Durchsicht des Manuskripts und die Bereitschaft, als Gutachter der Dissertation zur Verfügung zu stehen.

# Tabellenverzeichnis

2.1	Abhängigkeit der Größe $R = \sigma^{\text{NC}}/\sigma^{\text{CC}}$ von $M_t, M_H, M_W$ . . . . .	12
4.1	Beitrag der verschiedenen Höhenstrahlungs- und Halo-Filter . . . . .	46
4.2	Größe der Datenmenge nach den verschiedenen Selektionsschritten. . . . .	49
5.1	Effizienzen der verschiedenen Triggerbedingungen . . . . .	81
6.1	Zusammenstellung der für die Messung des $CC$ Wirkungsquerschnittes relevanten Werte . . . . .	85
6.2	Zusammenstellung der für die Messung des Verhältnisses $R = \sigma^{\text{NC}}/\sigma^{\text{CC}}$ relevanten Werte . . . . .	88

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Energieabhängigkeit des $\nu N$ Wirkungsquerschnittes . . . . .	5
2.1	Grundlegender Graph der $ep$ Streuung . . . . .	6
2.2	Beziehungen zwischen verschiedenen kinematischen Größen. . . . .	8
2.3	Graphen niedrigster Ordnung der $NC$ und $CC$ Prozesse. . . . .	9
2.4	Differentielle Wirkungsquerschnitte von $NC$ und $CC$ Prozessen niedrigster Ordnung. . . . .	10
2.5	Integrierte $NC$ und $CC$ Wirkungsquerschnitte sowie deren Verhältnis in Abhängigkeit von einem Schnitt in $p_{\perp}$ . . . . .	12
2.6	Typisches $CC$ Ereignis . . . . .	14
2.7	Typisches $NC$ Ereignis. . . . .	14
3.1	Der $ep$ Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger . . . . .	16
3.2	Der H1 Detektor . . . . .	19
3.3	Spuren in Ereignissen mit falsch und richtig zugeordnetem Bunchcrossing . . . . .	22
3.4	Schematische Darstellung des Aufbaus des LAr-Triggersystems. . . . .	23
4.1	$V^{\text{POT}}$ gegen $p_{\perp}$ bei $CC$ Monte Carlo Ereignissen . . . . .	30
4.2	$V_{\text{had}}^{\text{POT}}$ gegen $p_{\perp}$ bei $NC$ Monte Carlo Ereignissen . . . . .	31
4.3	$R_{\text{beg}}$ -Verteilung von zentralen Spuren in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	32
4.4	$(R_{\text{end}} - R_{\text{beg}})$ -Verteilung von zentralen Spuren in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	32
4.5	$DCA$ -Verteilung von zentralen Spuren in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	33
4.6	$z_0$ -Verteilung von zentralen Spuren in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	33
4.7	Anzahl von zentralen Spuren, die die DST Bedingung erfüllen in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	34
4.8	Anzahl von Vorwärts-Spuren, die die DST Bedingung erfüllen in $CC$ und $NC$ Ereignissen . . . . .	34
4.9	$SV$ Verteilung der 16282 Ereignisse, die den POT und DST Bedingungen genügen . . . . .	35
4.10	$NC$ Ereignis mit einem beobachteten $V = 11.3$ GeV. . . . .	36
4.11	$\gamma p$ Ereignis mit einem beobachteten $V = 13.1$ GeV. . . . .	37
4.12	Strahl-Gas Ereignis mit einem beobachteten $V = 13.9$ GeV. . . . .	37
4.13	Höhenstrahlungsereignis . . . . .	38
4.14	Halo-Ereignis . . . . .	38
4.15	Überlagerung eines Höhenstrahlungs- mit einem Strahl-induzierten Ereignis. . . . .	39
4.16	Überlagerung eines Halo-Ereignisses mit einem Strahl-induzierten Ereignis. . . . .	39
4.17	$V/S$ - und $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung der vorselektierten Ereignisse . . . . .	40
4.18	Verhältnis der gemessenen vektoriellen Transversalimpulssummen zum generierten Transversalimpuls $p_{\perp}$ des Neutrinos in $CC$ Monte Carlo Ereignissen . . . . .	42
4.19	$V/S$ - und $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung vor und nach dem $V$ -Schnitt . . . . .	42
4.20	$V/S$ - und $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung vor und nach der Triggerbedingung . . . . .	43
4.21	$z$ -Koordinate des Ereignis-Vertex . . . . .	44
4.22	$V/S$ - und $V^{\text{em}}/V$ -Verteilung vor und nach der Vertexbedingung . . . . .	45

4.23	$V/S$ - und $V^{em}/V$ -Verteilung vor und nach den Höhenstrahlungs- und Halo-Filtern	47
4.24	Darstellung der 4 überlagerten Höhenstrahlungs-Ereignisse, die bei der visuellen Inspektion verworfen wurden. . . . .	48
4.25	Darstellung des überlagerten Halo-Ereignisses, das bei der visuellen Inspektion verworfen wurde . . . . .	49
4.26	$V/S$ - und $V^{em}/V$ -Verteilung vor und nach dem Verwerfen überlagerter Ereignisse durch visuelle Inspektion . . . . .	50
4.27	Zeitliche Differenz zwischen der Bildung des Spursystems und dem Bunchcrossing	52
4.28	Bunchcrossing des Vetowand-Untergrundsignals . . . . .	53
4.29	Bunchcrossing, an dem das im Triggersystem berechnete $V_{trigger}$ maximal ist . . .	54
4.30	Verteilungen von Ereignissen in der $SV$ -Ebene . . . . .	55
4.31	Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ereignis mit gegebenen $S$ aufgrund der Detektorauflösung mit $V$ gemessen wird. . . . .	56
4.32	Erwartete Anzahl von $\gamma p$ Ereignissen . . . . .	57
4.33	$SV$ -Verteilung der Ereignisse bei einem modifizierten Schnitt $V = 10$ GeV . . . .	58
4.34	Verteilung der Energie der Elektron-Zylinder gegen den Winkel $\Theta$ . . . . .	63
4.35	Verteilung der Größe $M^{Zyl}$ der Elektron-Zylinder gegen den Transversalimpuls .	64
4.36	Verteilung der $z$ -Komponente des rekonstruierten Ereignis-Vertex . . . . .	66
4.37	$V/S$ - bzw. $V_{had}/S_{had}$ -Verteilung . . . . .	66
4.38	$V^{em}/V$ bzw. $V_{had}^{em}/V_{had}$ -Verteilung . . . . .	67
4.39	Verteilung der vektoriellen Transversalimpulssumme $V^{Kegel}$ . . . . .	67
4.40	Energiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der $\Phi$ -Differenz . . . . .	68
4.41	Energiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der Differenz der Pseudorapidität $\eta$	68
4.42	Verteilung der Größe $V$ bzw. $V_{had}$ . . . . .	69
4.43	Verteilung der Größe $Q^2$ . . . . .	69
4.44	Verteilung der Größe $x$ . . . . .	70
4.45	Verteilung der Größe $y$ . . . . .	70
5.1	Differenz zwischen gemessenen $V$ und generiertem Transversalimpuls $p_{\perp}$ . . . . .	72
5.2	$p_{\perp}$ -Verteilung von $CC$ Monte Carlo Ereignissen. . . . .	72
5.3	Test des Simulationsprogrammes mit realen $\gamma p$ Ereignissen. . . . .	75
5.4	Beziehung zwischen $V_{trigger}^{had}$ und $V_{had}$ . . . . .	76
5.5	$NC$ Ereignis mit $V_{trigger}^{had} = 5$ FADC-Einheiten = 2.5 GeV und $V_{had} = 37$ GeV . . .	77
5.6	Effizienz der $V_{trigger}$ Bedingung in Abhängigkeit von $V$ . . . . .	78
5.7	Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung $\Theta_Q$ von Ereignissen, die das $z$ -Vertex-Zeitsignal (nicht) gesetzt hätten. . . . .	80
5.8	Verteilung der rekonstruierten Quarkrichtung $\Theta_Q$ von Ereignissen, die die Vertexbedingung (nicht) erfüllt hätten . . . . .	83
6.1	Der theoretisch erwartete $CC$ Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Propagatormasse . . . . .	86
6.2	Vergleich des Ergebnisses mit $\nu N$ Wirkungsquerschnitten . . . . .	87
A.1	Ereignis mit fehlerhafter Korrektur . . . . .	94
B.1	Korrelationen zwischen $V_{had}$ und verschiedenen modifizierten Größen $V_{had}(i)$ . .	97

# Literaturverzeichnis

- [1] D. Haidt und H. Pietschmann: Landolt-Börnstein New Series I/10, Springer (1988).
- [2] H1 Collaboration (T. Ahmed *et al.*): Phys. Lett. **B323** (1994), 241.
- [3] V. Brisson *et al.*: *The measurement of electroweak parameters at HERA*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 2, 947.
- [4] M. Hapke: *Measurement of the Charged Current Cross Section and Search for New Particles at HERA*, DESY-94-112A (1994), Veröffentlichung vorgesehen in: Proceedings of 29th Recontres de Moriond: Electroweak Interaction and Unified Theory. Méribel, Frankreich 12.-19. März 1994.
- [5] Particle Data Group: Phys. Rev. **D45** (1992).
- [6] U. Amaldi *et al.*: *Report from the Study Group on Detectors for Charged Current Events*, Proceedings "Study of an *ep* Facility for Europe", Hrsg. U. Amaldi, Hamburg 1979 377.
- [7] H. Spiesberger: *Precision Electroweak Tests at HERA*, preprint Univ. Bielefeld, BI-TP 93/03, Jan. 1993, Veröffentlichung vorgesehen in *Precision Tests of the Standard Model*, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, World Scientific Publishing Co., Hrsg. P. Langacker.
- [8] J.-F. Laporte: *EPOKEPIK version 1.00/00: a package to compute Parton Distribution Functions, Structure Functions and DIS Cross-sections at HERA*, H1 note H1-03/93-280 (1993) (unveröffentlicht)  
Es wurden die 'Naive Parton model formulas' und die MRSD<sup>-</sup>-Parametrisierung der Strukturfunktionen benutzt.
- [9] G. Altarelli und G. Parisi: Nucl. Phys. **B126** (1977), 298.
- [10] E.M. Levin: *Parton Density at small  $x_B$* , Proceedings of the Workshop "QCD: 20 years later", Hrsg. P. Zerwas, Aachen, 1992, Vol. 1, 310.
- [11] H1 Collaboration (I. Abt *et al.*): Nucl. Phys. **B407** (1993) 515.
- [12] ZEUS Collaboration (M. Derrick *et al.*): Phys.Lett.**B316** (1993) 412.
- [13] A. Martin, R. Roberts and J. Stirling: Phys. Rev. **D47** (1993), 867;  
Phys. Lett. **306B** (1993), 145, Erratum **309B** (1993) 492.
- [14] W. Hollik *et al.*: *Elektroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 2, 798.

- [15] H. Spiesberger: EPRC91, unveröffentliche Programmdokumentation, 1991; siehe auch [7]  
H. Spiesberger *et al.*: *Radiative Corrections at HERA*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 2, 798.
- [16] D. Haidt: persönliche Mitteilung
- [17] H1 Collaboration (T. Ahmed *et al.*): Phys. Lett. **B299** (1993), 374.
- [18] H1 Collaboration (T. Ahmed *et al.*): Phys. Lett. **B314** (1993), 436.
- [19] B.H. Wiik: *HERA Status*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 1, 1.
- [20] H1 Collaboration (I. Abt *et al.*): *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993).
- [21] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu *et al.*): Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993), 460.
- [22] H. Krehbiel: *The H1 Trigger Decider: From Trigger Elements to L1-Keep*, H1 note H1-09/92-239 (1992) (unveröffentlicht).
- [23] S. Eichenberger *et al.*: Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992), 532.
- [24] G.A. Schuler, H. Spiesberger: *Django 1.0 — The Interface for the event generators HERACLES and LEPTO*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 3, 1419.
- [25] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.-J. Möhring, Computer Phys. Comm. **69** (1992) 155.
- [26] G. Ingelman, *LEPTO 5.2*, Programmdokumentation (unveröffentlicht)  
H. Bengtson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B301** (1988) 554.
- [27] R. Brun *et al.*: GEANT long write-up, CERN Program Library, W5103, 1989.
- [28] M. Kuhlen: *The fast H1 Detector Monte Carlo*, Proceedings of the 26th Int. Conf on High Energy Physics, Hrsg. J. R. Sanford, Dallas 1992, Vol 2, 1787.
- [29] T. Merz: persönliche Mitteilung  
T. Merz: *Messung der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor*, Dissertation, Universität Hamburg (1994) (unveröffentlicht).
- [30] F. Sefkow: persönliche Mitteilung
- [31] L. Büngener: persönliche Mitteilung
- [32] K. Rüter: persönliche Mitteilung  
K. Rüter: *Messung des geladenen Stroms bei Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring*, Diplomarbeit, Universität München (1993) (unveröffentlicht).
- [33] A. Schöning: *ASCOSM. Cosmic Finder auf Basis topologischer Energieverteilungen*, Programmdokumentation (1993) (unveröffentlicht).
- [34] A. Rostovtsev: persönliche Mitteilung
- [35] S. Rieß: persönliche Mitteilung
- [36] J. Harjes: *CJCOSF* Programtext (unveröffentlicht).
- [37] S. Levonian: persönliche Mitteilung

- [38] E. Elsen: persönliche Mitteilung
- [39] A. Schöning: *Selection of DIS NC Events with Class 8 Classification*, Programmdokumentation (1993) (unveröffentlicht).
- [40] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman: *Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 1, 23.
- [41] M. Fliesser: persönliche Mitteilung
- [42] G. Ingelman: *LEPTO 6.1 — The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton-nucleon scattering*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, 1991, Vol. 3, 1366, und die dort angegebenen Referenzen.
- [43] L. Lönnblad: *Computer Phys. Comm.* **71** (1992) 15.
- [44] H. Beck, L. Büngener: persönliche Mitteilungen
- [45] A. Schöning: persönliche Mitteilung
- [46] H1 Electroweak Group (V. Brisson *et al.*): *Use of Polarized Beams*, H1 note H1-11/93-325 (1993) (unveröffentlicht).